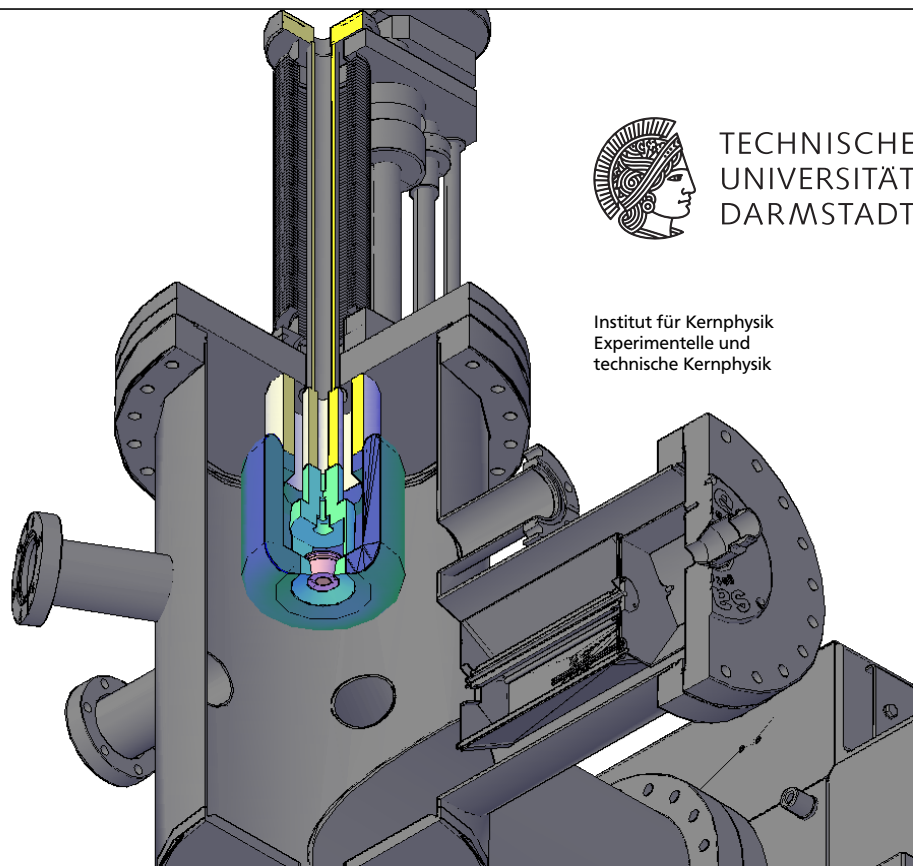

Entwicklung, Aufbau und Charakterisierung einer variabel repetitierenden, spinpolarisierten Elektronenkanone mit invertierter Isolatorgeometrie

Development, construction and characterization of a variable repetitive spin-polarized electron gun with an inverted-geometry insulator

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Dissertation von Martin Espig, M.Sc. aus Greiz
Februar 2016 — Darmstadt — D 17



Gefördert von der DFG im Rahmen des SFB 634

Entwicklung, Aufbau und Charakterisierung einer variabel repetierenden, spinpolarisierten Elektronenkanone mit invertierter Isolatorgeometrie
Development, construction and characterization of a variable repetitive spin-polarized electron gun with an inverted-geometry insulator

Genehmigte Dissertation von Martin Espig, M.Sc. aus Greiz

1. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders
2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 26.01.2016

Tag der Prüfung: 15.02.2016

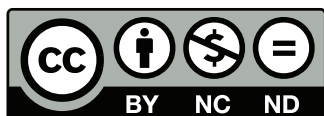
Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-53289

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5328>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>





You spin me right 'round, Baby, right 'round
Dead or Alive



Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist die gepulste Quelle spinpolarisierter Elektronen Photo-CATCH konzipiert, aufgebaut, charakterisiert und in Betrieb genommen worden. Diese Quelle basiert auf der Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus GaAs-Photokathoden.

Die Elektronenkanone dieses Systems, bestehend aus einer Ultrahochvakuumkammer und einer Elektrode mit Pierce-Geometrie, sowie die Eigenschaften des Elektronenstrahls sind eingehend mit CST Studio simuliert worden. Daraus resultierte ein maximales elektrisches Feld von $(0,064 \pm 0,001) \frac{\text{MV}}{\text{m}}/\text{kV}$ auf der Elektrodenoberfläche und eine Strahlemittanz in Abhängigkeit vom Radius des Laserflecks auf der Photokathode von $\epsilon_{n,x} = \left(1,7478(4) \cdot 10^{-4} \cdot \frac{r}{\mu\text{m}} + 2,8(18) \cdot 10^{-5}\right) \text{ mm mrad}$ bei einem Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$. Photo-CATCH stellt Elektronenstrahlen mit einer Energie von aktuell 60 keV zur Verfügung, was durch Aufrüsten des Hochspannungsnetzteils bis auf 100 keV erweitert werden kann. Die Elektronenkanone verfügt über eine eigens für sie konzipierte invertierte Isolatorgeometrie, um einen kompakten Aufbau der Ultrahochvakuumkammer und eine maximale Personen- und Maschinensicherheit vor Überschlügen zu gewährleisten.

Da die Eigenschaften des Laserlichts direkt die Eigenschaften des erzeugten Elektronenstrahls beeinflussen, ist ein eigens für Photo-CATCH entwickeltes gepulstes Halbleiterlasersystem aufgebaut worden. Dieses zeichnet sich durch eine hohe Variabilität seiner Betriebsparameter, im Besonderen dessen Wellenlänge und Repetitionsrate, aus, um der großen Vielfalt an Anforderungen durch verschiedenste kernphysikalische Experimente entsprechen zu können. Durch Wahl der Wellenlänge der eingebauten Laserdiode können hochpolarisierte oder auch hochstromige Elektronenstrahlen aus GaAs-Photokathoden generiert werden. Das zeitliche Laserprofil beeinflusst direkt das longitudinale Bunchprofil des Elektronenstrahls. Durch die hochfrequente Modulation des Pumpstroms des impedanzangepassten Halbleiterlasersystems, bestehend aus einer Gleichstromquelle und einem elektrischen Pulsgenerator mit 881 ps langen Pumpspulsen, konnten lorentzförmige Laserpulse mit einer minimalen Halbwertsbreiten von $(43,8 \pm 1,2) \text{ ps}$ bei einer Pulsenergie von $(94,1 \pm 4,7) \text{ pJ}$ erreicht werden. Das Verhalten des Lasersystems und der dafür ausgenutzte Spiking-Effekt beim Einschwingvorgang ist eingehend simuliert und experimentell bestätigt worden. Demnach sollten elektrische Pumpspulse mit einer Länge von etwa 350 ps ultrakurze Laserpulse von wenigen Pikosekunden erzeugen können. Die Repetitionsrate des Lasers wird direkt vom elektrischen Pulsgenerator vorgegeben, womit eine diskrete Variation von 0,61 MHz bis 2,9971 GHz für Flugzeitexperimente und kontinuierliche Elektronenstrahlen an Photo-CATCH möglich ist. Zudem war es möglich die Lebensdauer des angeregten Zustands der Laserdiode auf $(53,0 \pm 4,7) \text{ ps}$ zu bestimmen.

Zur Charakterisierung des erzeugten Elektronenstrahls ist eine Strahlführung konzipiert und aufgebaut worden. Die Bestimmung der Strahlemittanz ist über zwei Drahtscanner zugänglich. Die elektromagnetischen Felder eines Wienfilters und eines Solenoiden ermöglichen die Rotation des Elektronenspins über den gesamten Raumwinkel bis zu einer Elektronenenergie von 100 keV, während ein Doppel-Mott-Polarimeter zur Bestimmung des Polarisationsgrades zum Einsatz kommt. Eine Deflektorkavität mit einer unbelasteten Güte von 10577 ± 175 bei einem Koppelfaktor von $1,0038 \pm 0,0002$ dient zur Überführung des longitudinalen Elektronenbunchprofils in die transversale Ebene, womit Polarisations- und Stromprofile der Elektronenbunche mit einer Auflösung unter 1 ps vermessen werden können. Ein optisches System zur Erzeugung eines Superkontinuums ermöglicht eine wellenlängenabhängige Quanteneffizienz- und Polarisationsvermessung von GaAs-Photokathoden in einem Bereich von 480 nm bis 1000 nm.

Zum Ansteuern und Auslesen aller Komponenten von Photo-CATCH und des Lasersystems ist ein Kontrollsystem entwickelt worden, welches durch eine LabVIEW-basierte Benutzeroberfläche und einem Gamepad dem Operateur eine übersichtliche und intuitive Steuerung ermöglicht.

Abstract

Within the scope of this thesis a pulsed source of spin polarized electrons Photo-CATCH was designed, constructed, characterized and has been put into operation. This source is based on the photoemission of spin-polarized electrons from GaAs-photocathodes.

Both the design of the electron gun, consisting of an ultra-high vacuum chamber and an electrode with Pierce geometry, as well as the properties of the electron beam have been simulated with CST Studio. Results were a maximum electric field of $(0.064 \pm 0.001) \frac{\text{MV}}{\text{m}}/\text{kV}$ on the electrode surface and a beam emittance as a function of the radius of the laser spot on the photocathode of $\epsilon_{n,x} = \left(1.7478(4) \cdot 10^{-4} \cdot \frac{r}{\mu\text{m}} + 2.8(18) \cdot 10^{-5}\right) \text{ mm mrad}$ at a beam current of $100 \mu\text{A}$. Currently Photo-CATCH provides electron beams with an energy of 60 keV, which can be expanded up to 100 keV by upgrading the high-voltage power supply. The electron gun has an inverted-geometry insulator to ensure a compact design of the ultra-high vacuum chamber and a maximum person- and machine-safety from sparkovers.

Since the properties of the laser light directly affect the properties of the generated electron beam a pulsed semiconductor laser system has been specially developed and built for Photo-CATCH. This is characterized by a high variability of its operating parameters, in particular its wavelength and repetition rate, in order to fulfill the broad variety of requirements of various nuclear physics experiments. By selecting the wavelength of the used laser diode highly polarized or high-current electron beams can be generated from GaAs-photocathodes. The time profile of the laser has direct influence to the longitudinal profile of the electron bunch. Through the radiofrequency modulation of the pumping current of the impedance-matched semiconductor laser system, consisting of a DC power source and an electrical pulse generator with 881 ps broad pump pulses, Lorentz shaped laser pulses with a minimum FWHM of $(43.8 \pm 1.2) \text{ ps}$ at a pulse energy of $(94.1 \pm 4.7) \text{ pJ}$ could be achieved. The behavior of the laser system and the used spiking effect of the transient response has been simulated and experimentally confirmed. Thus electric pump pulses with a length of about 350 ps are capable of generating ultrashort laser pulses of a few picoseconds. The repetition rate of the laser is directly determined by the electrical pulse generator, which gives a discrete variation of 0.61 MHz to 2.9971 GHz for time-of-flight experiments and continuous electron beams at Photo-CATCH. In addition, it was possible to determine the excited state lifetime of the laser diode to $(53.0 \pm 4.7) \text{ ps}$.

To characterize the electron beam a beamline has been designed and built. The determination of the beam emittance is accessible via two wire scanners. The electromagnetic fields of a Wien filter and a solenoid are capable of rotating the electron spin throughout the entire solid angle up to an electron energy of 100 keV, while a double-

Mott-polarimeter is used to determine the degree of polarization. A deflector cavity with an unloaded quality of 10577 ± 175 and a coupling factor of 1.0038 ± 0.0002 is used for the transfer of the longitudinal electron bunch profile in the transverse plane, thus polarization and current profiles of the electron bunches can be measured with a resolution of less than 1 ps. An optical system to generate a supercontinuum enables wavelength-dependent quantum efficiency and polarization measurements of GaAs-photocathodes in a range of 480 nm to 1000 nm.

In order to control and read out all of the components of Photo-CATCH and the laser system, a control system has been developed, which allows the operator a clearly arranged and intuitive control through a LabVIEW-based user interface and a game-pad.

Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Asymmetrie	1
a	anomales magnetisches Moment des Elektrons	1
a_{GaAs}	Gitterkonstante von Galliumarsenid	1 m
a_{GaP}	Gitterkonstante von Galliumphosphid	1 m
B	Magnetflussdichte	1 T
c	Lichtgeschwindigkeit im Medium	$1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
d	Durchmesser	1 m
$d\sigma/d\Omega$	differentieller Wirkungsquerschnitt	1 b
E	elektrische Feldstärke	$1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$
e	Elementarladung des Elektrons	1 C
E_e	Elektronenergie	1 eV
E_{EA}	Elektronenaffinität	1 eV
E_F	Fermienergie	1 eV
E_g	Energie der Bandlücke im Halbleiter	1 eV
E_{photon}	Photonenenergie	1 eV
f	Fokallänge	1 m
FOM	Gütezahl für polar. Teilchenquellen (figure of merit)	1 A
G	Verstärkung	1
g_s	Landè-Faktor	1
h	Plancksches Wirkungsquantum	$1 \text{ J} \cdot \text{s}$
I	elektrische Stromstärke	1 A
i	imaginäre Einheit	1
I_{el}	Strahlstrom	1 A
J_i	Besselfunktion i -ter Ordnung	1
K	Kopplungskonstante	1
l	Länge	1 m
L_p	Leistungspegel	1 dBm
L_{mol}	Leitwert bei Molekularströmung	$1 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$
l_{res}	Resonatorlänge	1 m
\hat{M}	Transfermatrix	-
m_0	Ruhemasse	1 kg
m_j	magnetische Quantenzahl	1

Symbol	Bedeutung	Einheit
n	Brechungsindex	1
\dot{N}	Zählrate	1 s^{-1}
N_{\uparrow}	Anzahl an Elektronen mit Spin Up	1
N_{\downarrow}	Anzahl an Elektronen mit Spin Down	1
\dot{N}_{\uparrow}	Zählrate von Elektronen mit Spin Up	1 s^{-1}
\dot{N}_{\downarrow}	Zählrate von Elektronen mit Spin Down	1 s^{-1}
n_e	Elektronenanzahl	1
n_{gg}	Photonenzahl im Gleichgewichtszustand	1
N_{ls}	Besetzungsinversion an der Laserschwelle	1
N_S	Spulenwindungen	1
$N(t)$	zeitabhängige Besetzungsinversion	1
$n(t)$	zeitabhängige Photonenzahl	1
P	Polarisationsgrad	1
\bar{P}	mittlerer Polarisationsgrad	1
P_{HF}	hochfrequente elektrische Leistung	1 W
P_L	Laserleistung	1 W
\bar{P}_L	mittlere zeitliche Laserleistung	1 W
P_S	Spitzenleistung	1 W
Q	Güte	1
Q_0	unbelastete Güte	1
Q_{ext}	externe Güte	1
Q_L	belastete Güte	1
QE	Quanteneffizienz	1
\overline{QE}	mittlere Quanteneffizienz	1
R	Ohmscher Widerstand	$1\ \Omega$
r	Radius	1 m
r_{kav}	Radius der Kavität	1 m
R_p	Pumprate	1 s^{-1}
r_p	normierte Pumprate	1
R_{res}	Reflektivität der Resonatorflächen	1
\hat{S}	S-Matrix	-
S_0	Saugvermögen	$1\text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$
S_{eff}	Effektives Saugvermögen	$1\text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$
S_{ij}	S-Parameter	1
t	Zeit	1 s
t_{res}	Umlaufzeit im Resonator	1 s
U	elektrische Spannung	1 V
U_{eff}	effektive elektrische Spannung	1 V

Symbol	Bedeutung	Einheit
v	Geschwindigkeit	$1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
V_{res}	Resonatormodenvolumen	1 m^3
X	Reaktanz	1Ω
x_{ij}	j -te Nullstelle der i -ten Besselfunktion	1
Z	Impedanz	1Ω
Z_K	Kernladungszahl	1
α	Depolarisationsfaktor	1
α_0	Absorptionskoeffizient	1 m^{-1}
β	Relativgeschwindigkeit	1
β_k	Koppelfaktor	1
Γ	Symmetriepunkt im reziproken Raum von GaAs	1
γ	Lorentzfaktor	1
γ_2	atomare Zerfallsrate	1 s^{-1}
Γ_{ref}	Reflexionsfaktor	1
γ_{res}	Resonatorzerfallsrate	1 s^{-1}
γ_{sp}	Zerfallsrate des Lasereinschwingvorgangs	1 s^{-1}
ΔE	Energiedifferenz zw. $p_{3/2}$ - und $p_{1/2}$ -Niveau in GaAs	1 eV
Δm_j	Änderung der magnetischen Quantenzahl	1
$\Delta \nu$	Modenabstand	1 Hz
$\Delta \varphi$	Phasendifferenz	rad
$\delta \nu$	Linienbreite	1 Hz
$\epsilon_{n,x,y}$	normierte transversale Emittanz	$1 \text{ m} \cdot \text{rad}$
$\epsilon_{x,y}$	transversale Emittanz	$1 \text{ m} \cdot \text{rad}$
θ	Winkel	1°
λ	Wellenlänge	1 m
μ	magnetische Permeabilität	$1 \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$
μ_i	Momente erster Ordnung der Dichtefunktion	1
ν	Frequenz	1 Hz
ν_R	Resonanzfrequenz	1 Hz
π	Kreiszahl	1
ρ	Dichtefunktion	1
σ^+	rechtszirkulare Polarisation	1
σ^-	linkszirkulare Polarisation	1
σ_{11}	Strahlmatrixparameter	1 m^2
σ_{12}	Strahlmatrixparameter	1 m
σ_{22}	Strahlmatrixparameter	1
$\hat{\sigma}$	Strahlmatrix	-
τ_L	reale Halbwertsbreite eines Laserpulses	1 s

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\tau_{L,gem}$	gemessene Halbwertsbreite eines Laserpulses	1 s
$\tau_{L,min}$	minimal messbare Halbwertsbreite eines Laserpulses	1 s
τ_S	Strahllebensdauer einer Photokathode	1 s
τ_V	Vakuumlebensdauer einer Photokathode	1 s
ϕ	Winkel	1°
ϕ_S	Spindrehwinkel	1°
Ψ	Wellenfunktion	1
ω	Kreisfrequenz	1 Hz
ω_s	Präzessionsfrequenz des Spins	1 Hz
ω_{sp}	Relaxationsfrequenz	1 Hz
ω_{sp}	effektive Relaxationsfrequenz	1 Hz
ω_z	Zyklotronfrequenz	1 Hz

Akronymverzeichnis

CAD Rechnerunterstütztes Design (computer-aided design)

CSDA continuous slowing down approximation

CsO Cäsiumoxid

cw Dauerstrich (continuous wave)

DC Gleichstrom (direct current)

DHIPS Darmstadt High-Intensity Photon Setup

ECDL External Cavity Diode Laser

ELSA Elektronen-Stretcher-Anlage

EPICS Experimental Physics and Industrial Control System

FWHM Halbwertsbreite (full width at half maximum)

GaAlAs Aluminiumgalliumarsenid

GaAs Galliumarsenid

GaP Galliumphosphid

HF Hochfrequenz

HV Hochvakuum

IG Ionengetter

InGaP Indiumgalliumphosphid

LabVIEW Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench

MAMI Mainzer Mikrotron

NEG Non-Evaporable Getter

NEPTUN Niederenergie-Photonentagger

Photo-CATCH Photocathode Activation, Test and Cleaning with Atomic Hydrogen

PV Prozess-Variable

S-DALINAC Supraleitender Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger

SAM Sättigbarer Absorberspiegel (saturable absorber mirror)

SLAC Stanford Linear Accelerator Center
SPIN S-DALINAC Polarized Injector
TE transversal-elektrisch
Ti:Sa Titan:Saphir
TJNAF Thomas Jefferson National Accelerator Facility
TM transversal-magnetisch
UHV Ultrahochvakuum
VECSEL Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Erzeugung spinpolarisierter Elektronen mit GaAs-Photokathoden	5
2.1. Polarisierte Ensembles	5
2.2. Photoemission aus GaAs-Photokathoden	6
2.3. Austritt spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum	9
2.4. Bestimmung der Spinpolarisation mittels Mott-Streuung	10
3. Der S-DALINAC und Anforderungen an die Testquelle Photo-CATCH	15
3.1. Designkriterien der Testquelle Photo-CATCH	17
3.2. Anforderungen an das Lasersystem	18
4. Gepulste Diodenlaser mit variablen Repetitionsraten	21
4.1. Erzeugung von Laserstrahlung mit Halbleitern	21
4.2. Erzeugung ultrakurzer Laserpulse	24
4.2.1. Verstärkungsschaltung und der Effekt des Spikings	24
4.2.2. Modenkopplung	33
4.3. Hochfrequenz-modulierte Diodenlaser	36
4.3.1. Variation der Repetitionsrate	38
4.3.2. Hochfrequente Modulationssignale und Verstärker	39
4.3.3. Impedanzanpassung zur Laserdiode	40
4.3.4. Signalanalyse der Laserpulse	44
4.3.5. Untersuchung des Spiking-Effekts	45
4.3.6. Untersuchung des Einschwingverhaltens	48
4.4. Weitere Halbleiterlaserkonzepte mit externer Kavität	49
4.4.1. Diodenlaser in Littrow-Konfiguration	50
4.4.2. Modengekoppelte Diodenlaser	51
4.4.3. Optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser	53
4.5. Zwischenfazit	55
5. Testquelle Photo-CATCH	57
5.1. Elektronenkanone	59
5.1.1. Simulation der Elektronenkanone	59
5.1.2. Aufbau der Vakuumkammer mit invertierter Isolatorgeometrie	63
5.2. Präparationskammer	70
5.3. Wasserstoffreinigungskammer	71
5.4. Load-Lock-Kammer	72

6. Strahlführung, -manipulation und -diagnostik der Testquelle	73
6.1. Vakuumbereiche	74
6.2. Strahlmanipulation	74
6.2.1. Strahlführungsmagnete	74
6.2.2. Spinmanipulation	78
6.2.3. Deflektorkavität	81
6.3. Strahldiagnostik	87
6.3.1. Positionsbestimmung	87
6.3.2. Strommessung	87
6.3.3. Emittanzmessung	88
6.3.4. Polarisationsgradbestimmung mittels Doppel-Mott-Polarimetrie	90
6.3.5. Phasenaufgelöste Elektronenbunchprofilmessung	92
6.3.6. Wellenlängenabhängige Quanteneffizienz- und Polarisations- vermessung von GaAs-Photokathoden	95
7. Kontrollsystem der Testquelle Photo-CATCH	99
7.1. Netzwerkstruktur des Kontrollsystems	99
7.2. LabVIEW-basierte Benutzeroberfläche	101
8. Zusammenfassung und Ausblick	105
A. Anhang	111
Literaturverzeichnis	123

1 Einleitung

Elektronenbeschleuniger kommen bereits seit dem Ende des 19. Jahrhunderts zum Einsatz und ermöglichen ein breites Anwendungsspektrum in vielen interdisziplinären Bereichen der Grundlagenforschung, Industrie und Biomedizin. Beispiele sind Freie-Elektronen-Laser [Mad71, KMG02], Elektronenstrahlschweißen [Sch00] sowie Strahlentherapie [Cit10]. Selbst alte Elektronenröhrenfernsehapparate und Computermonitore, die seit der Jahrtausendwende zunehmend durch Plasma- und LCD-Flachbildschirme ersetzt werden, sind kompakte Teilchenbeschleuniger in der öffentlichen Umwelt, bei denen Elektronen aus einer Glühkathode herausgelöst und über eine Hochspannung zu einer Anode hin beschleunigt werden [Bro48].

Beschleuniger dienen der Forschung und Erzeugung hochenergetischer und massiver Teilchen sowie der Auflösung sehr kleiner Strukturen, äquivalent zu dem Funktionsprinzip eines Mikroskops. Aus den Gesetzmäßigkeiten der Quantenphysik können Objekten wie Elektronen gleichermaßen Eigenschaften von klassischen Teilchen als auch von klassischen Wellen zugeschrieben werden. Basierend darauf konnte der Physiker Louis de Broglie Teilchen wie beispielsweise Elektronen eine Wellenlänge zuordnen [Bro70], welche antiproportional zum Impuls des Teilchens ist. Dies führt zu der Schlussfolgerung, dass mit steigender Teilchenenergie das räumliche Auflösungsvermögen von Strukturen im selben Maße zunimmt. Verallgemeinert lässt sich sagen, dass für immer kleinere Strukturen immer hochenergetischere Teilchen benötigt werden, die die Ausmaße der entsprechend benötigten Beschleuniger im Gegenzug immer weiter anwachsen lassen.

Eine interessante Eigenschaft von Elektronen ist ihr Spin. Dieser wurde 1922 von Walther Gerlach und Otto Stern [GS22] entdeckt aber klassisch nicht verstanden. Sie verwendeten in ihrem Experiment Silberatome aufgrund deren leichten Nachweismöglichkeit. Glücklicherweise ist deren Gesamtdrehimpuls gleich dem Spin des 5s-Elektrons und so verhält sich das ganze Atom wie ein Spin-1/2-Teilchen, wodurch der Silberatomstrahl im Experiment durch ein inhomogenes Magnetfeld in zwei Teilstrahlen aufgespalten wurde. George Uhlenbeck und Samuel Goudsmit berichtigten 1925 die Deutung dieses quantenmechanischen Effekts und postulierten den Elektronenspin [UG25].

Die Untersuchung von Polarisationsobservablen in der Kernstrukturphysik ist seit dem von hohem Interesse, da sich mit ihnen neue Möglichkeiten ergeben, die Struktur und Dynamik von Atomkernen und Wenig-Nukleonen-Systemen zu verstehen. Beispiele verschiedener Arten von Experimenten sind:

- Untersuchung des schwachen Mischungswinkels in paritätsverletzender Møller-Streuung [Ant04, Ant05]

- Realisierung von Protonen- und Deuteronen-Spinstrukturfunktionen aus polarisierter Elektronenstreuung in der Resonanz-Region [Abe97]
- Radiusbestimmung der Neutronenhaut in ^{208}Pb im PREX-Experiment [Roc11]
- Bestimmung des Verhältnisses elektrischer und magnetischer Form-Faktoren des Protons und der schwachen Form-Faktoren [Ani99, Jon00]
- Bestimmung des elektrischen Form-Faktors des Neutrons in einer quasifreien $^2\text{H}(\vec{e}, e'\vec{n})p$ Reaktion [Ost99]
- Vermessung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung am Proton [Maa05, Bau09]

Ein vielseitiges Werkzeug zur Untersuchung der Struktur von Atomkernen stellt seit 1991 der Supraleitender Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger (S-DALINAC) am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt dar [Ric96]. Dieser zeichnet sich durch seine Energieauflösung und durch seinen nutzbaren Energiebereich von etwa 2,5 MeV bis 130 MeV aus, wodurch er für Präzisions-Streuexperimente bei niedrigen Impulsüberträgen mit Elektronen und Photonen geeignet ist.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 634 „Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei niedrigen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft wurden in den vergangenen Jahren Experimente durchgeführt, wie die Untersuchung der elektrischen Pygmy-Dipolresonanz [Rye02, Har04] und der Feinstruktur der Riesenresonanz [Neu99, Str00]. Diese Studien, sowie die Experimente zur Untersuchung der Eigenschaften spezieller Kernanregungen [Bur10, Che10], tragen zu einem besseren Verständnis der Struktur von Atomkernen bei.

Der S-DALINAC Polarized Injector (SPIN) wurde im Rahmen des Teilprojekts E4 des Sonderforschungsbereichs entwickelt und aufgebaut [Pol11, End13]. Dieser neue Injektor besteht aus einer Quelle spinpolarisierter Elektronen [Hes08, Ste08, Fri11] zusammen mit dem zugehörigen Lasersystem [Esp11, Sch11, Web11, Zwi11, Lin13, Wag13, Kai15b] und stellt seit 2011 spinpolarisierte Elektronenstrahlen für Experimente am S-DALINAC zur Verfügung.

Während des Experimentier- und Wartungsbetriebs des S-DALINAC besteht nur eingeschränkter Zugang zur Beschleunighalle. Um ungehindert und unabhängig vom Beschleuniger an der Weiterentwicklung der spinpolarisierten Quelle arbeiten und Forschung an Galliumarsenid (GaAs)-Photokathoden betreiben zu können, begann 2011 die Planung der Testquelle spinpolarisierter Elektronen „Photocathode Activation, Test and Cleaning with Atomic Hydrogen“ (Photo-CATCH), deren Konzeption, Konstruktion und Charakterisierung im Focus dieser Arbeit liegt. Diese Testquelle besitzt eine Vielzahl an Innovationen zum SPIN und wird neue Möglichkeiten eröffnen, erzielte Erkenntnisse und Ergebnisse direkt für den S-DALINAC nutzbar zu machen:

- Oberflächenreinigung von GaAs-Photokathoden mit atomarem Wasserstoff zur Erhöhung ihrer Lebensdauer [Kur16]

- Automatisierung und Optimierung der Präparationsprozedur der Photokathoden mit Cäsium, Lithium und Sauerstoff zur Erzeugung einer negativen Elektronenaffinität [Kur16]
- Vermessung der Quanteneffizienz von GaAs-Photokathoden im Wellenlängenbereich von 480 nm bis 1000 nm [Kai15b]
- Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen mit 780 nm zirkular polarisiertem Laserlicht und hochstromigen Elektronenstrahlen mit 405 nm Laserlicht
- Erhöhung der Lebensdauer von GaAs-Photokathoden, insbesondere bei hohen Strahlströmen, z.B. für Anwendungen bei Elektron-Positron Collidern oder bei Energy Recovery Linearbeschleunigern [Pie15]
- Aufbau einer Elektronenkanone mit invertierter Geometrie für maximale Personen- und Maschinensicherheit vor Überschlägen
- Gepulster Betrieb der Elektronenkanone mit Hochfrequenz (HF)-modulierten Diodenlasern mit Pulslängen < 50 ps und Repetitionsraten von 1 MHz bis 2,9971 GHz für Flugzeitexperimente oder Dauerstrich (cw)-Betrieb der Diodenlaser für kontinuierliche Elektronenstrahlen
- Elektronenpolarisationsbestimmung mit einem Doppel-Mott-Polarimeter
- Phasenaufgelöste Strom- und Polarisationsvermessung der Elektronenbunche mit einer 500 W betriebenen Deflektorkavität und einer Auflösung < 1 ps [Esp13, Wag13]
- Erhöhung der Betriebssicherheit und Verfügbarkeit der Quelle spinpolarisierter Elektronen SPIN am S-DALINAC zur Durchführung von Experimenten im Rahmen des neuen Sonderforschungsbereiches 1245 und des Graduiertenkollegs 2128 der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Kapitel 2 dieser Arbeit behandelt die theoretische Funktionsweise spinpolarisierter Elektronenquellen und Grundlagen zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen durch Photoemission aus verschiedenen Typen von GaAs-Photokathoden mit einer negativen Elektronenaffinität und Depolarisationseffekte im GaAs-Kristall.

In Kapitel 3 wird der S-DALINAC, dessen Elektronenquellen und Strahlführung vorgestellt, in welcher die notwendigen Eigenschaften des Elektronenstrahls manipuliert und überprüft werden. Daraus resultieren einige Anforderungen, die die neue Testquelle Photo-CATCH erfüllen muss, damit die beiden polarisierten Quellen dieselben Betriebsparameter aufweisen und so erzielte Ergebnisse an der Testquelle direkt zur Optimierung und Erweiterung des Beschleunigerbetriebs und den zugehörigen Experimenten herangezogen werden können.

Das vierte Kapitel befasst sich mit dem Lasersystem zur Generierung spinpolarisierter und hochstromiger Elektronenstrahlen am S-DALINAC und der Testquelle Photo-CATCH. Es werden die Techniken der Verstärkungsschaltung und der Modenkopplung zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse diskutiert, sowie die experimentellen

Umsetzungen mit Halbleiterlasern vorgestellt.

Kapitel 5 stellt die Vakuumkammern der Testquelle Photo-CATCH vor sowie im Speziellen die Simulation und Konzeption der Elektrode der Elektronenkanone und die Realisierung einer invertierten Isolatorgeometrie.

Das sechste Kapitel befasst sich mit der Strahlführung und -diagnostik und stellt die möglichen Experimente zur Charakterisierung des Elektronenstahls vor.

Kapitel 7 behandelt die Netzwerkstruktur zur Ansteuerung und Auslese aller Komponenten der Testquelle und stellt eine innovative „Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench“ (LabVIEW)-basierte Benutzeroberfläche für das Kontrollsystem vor.

Alle Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 8 nochmals zusammengefasst. Des Weiteren wird ein Ausblick über mögliche zukünftige Experimente an der Testquelle vorgestellt.

2 Erzeugung spinpolarisierter Elektronen mit GaAs-Photokathoden

Die Technik zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen durch Bestrahlung von GaAs-Photokathoden mit zirkular polarisiertem Laserlicht basierend auf den Erkenntnissen von D. T. Pierce [Pie75, Pie76, Pie80] wird an vielen Forschungseinrichtungen und Teilchenbeschleunigern weltweit genutzt, darunter am Mainzer Mikrotron (MAMI), an der Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) in Bonn, der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF) in Newport News und seit 2011 am S-DALINAC mit SPIN sowie seit 2016 an der Testquelle Photo-CATCH in Darmstadt. Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die theoretischen Grundlagen sowie der Bedeutung der Polarisation von Elektronenstrahlen an Beschleunigern und wie diese durch Photoemission aus III-V-Halbleitern wie GaAs erzeugt und für den Beschleunigerbetrieb nutzbar gemacht werden.

2.1 Polarisierte Ensembles

Von einem polarisierten Strahl ist die Rede, wenn in einem Ensemble an Teilchen keine Gleichverteilung der Spins entlang einer Quantisierungsachse vorherrscht. Dabei ist der Polarisationsgrad P definiert als

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (2.1)$$

wobei N_{\uparrow} für die Anzahl der Elektronen mit Spin Up in Vorzugsrichtung und N_{\downarrow} für die Anzahl der Elektronen mit Spin Down gegen die Vorzugsrichtung stehen.

Um die Leistungsfähigkeit einer polarisierten Teilchenquelle beurteilen zu können, wird eine universelle Güteziffer FOM (engl. figure of merit) verwendet, welche sich aus dem Polarisationsgrad P und der Strahlstrom I_s zusammensetzt.

$$FOM = P^2 \cdot I_s \quad (2.2)$$

Da die Polarisation quadratisch in diese Gleichung eingeht, ist ein hochpolarisierter Teilchenstrahl für Experimente von besonderem Interesse, insbesondere da die maximale Strahlintensität je nach Maschine immer begrenzt ist. Gleichung (2.2) kann durch die Betrachtung des relativen statistischen Fehlers einer gemessenen Asymmetrie A verdeutlicht werden, welche antiproportional vom Polarisationsgrad und der Wurzel der Strahlintensität abhängt. Die Ungenauigkeit des Polarisationsgrades ist dabei von der relativen Ungenauigkeit des Strahlstroms abhängig [Kes85].

$$\frac{\Delta A}{A} \propto \frac{\Delta P}{P} \propto \frac{\frac{\Delta I_s}{I_s}}{P} = \frac{\frac{\sqrt{I_s}}{I_s}}{P} = \frac{1}{P \sqrt{I_s}} = \frac{1}{\sqrt{FOM}} \quad (2.3)$$

Daraus lässt sich erkennen, dass der relative Fehler der Asymmetrie mit steigender Gütezahl sinkt, was eine kürzere benötigte Experimentierzeit am Beschleuniger nach sich zieht. Weitere Eigenschaften einer Teilchenquelle umfasst die Gütezahl nicht, da für verschiedene Experimente andere Eigenschaften polarisierter Teilchen relevant sind und keine universelle Aussage zulassen.

2.2 Photoemission aus GaAs-Photokathoden

Die Kristallstruktur von GaAs besteht aus zwei alternierenden, zueinander verschobenen kubisch-flächenzentrierten Gittern, aufgebaut aus Ga^{3+} - bzw. As^{3-} -Ionen, und hat denselben Strukturtyp wie Zinkblende [Usc09]. GaAs ist ein intrinsischer direkter Halbleiter, d.h. das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes befinden sich im reziproken Raum an der gleichen Stelle, dem Γ -Punkt bzw. Symmetriepunkt, und sind durch eine temperaturabhängige Energielücke $E_g(T)$

$$E_g(T) = 1,519 \text{ eV} - 5,408 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 204 \text{ K}) \text{ eV} \quad (2.4)$$

voneinander getrennt, welche bei Zimmertemperatur $E_g(300 \text{ K}) = 1,422 \text{ eV}$ beträgt, was einer Wellenlänge von 872 nm entspricht [CC74, CC76]. Abbildung 2.1 zeigt das reduzierte Banddiagramm und vereinfachte Termschema von GaAs. Nach dem Kristallimpulserhaltungssatz sind alle vertikalen und energetisch passenden Übergänge erlaubt. Das zugehörige vereinfachte Termschema zeigt im Leitungsband ein aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zweifach entartetes $s_{1/2}$ -Niveau und im Valenzband ein vierfach entartetes $p_{3/2}$ - und ein um $\Delta E = 0,34 \text{ eV}$ dazu abgesenktes $p_{1/2}$ -Niveau.

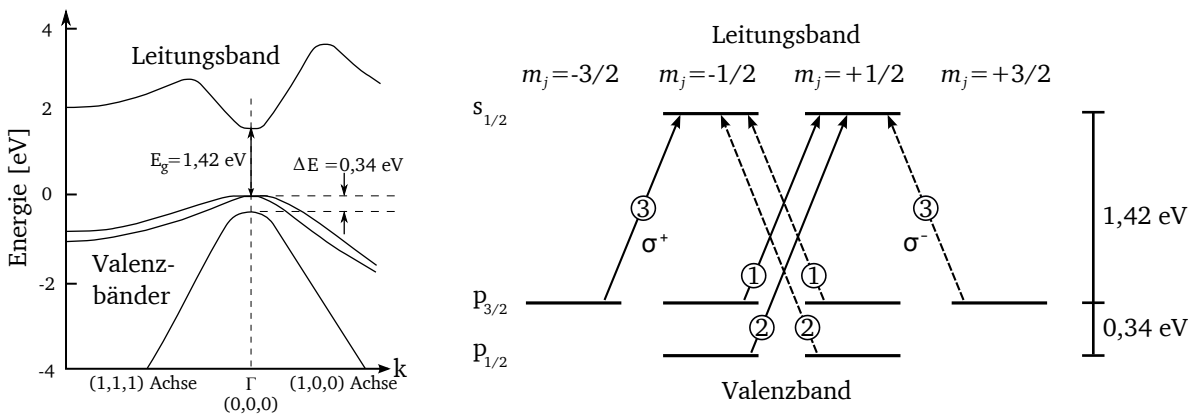


Abbildung 2.1: (a) Reduziertes Banddiagramm [CC76] mit (b) zugehörigem vereinfachtem Termschema eines GaAs-Kristalls. Die eingekreisten Ziffern geben die relative Übergangswahrscheinlichkeit an, welche sich aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten berechnen lassen.

Durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht können die eingezeichneten Übergänge in Abbildung 2.1 getrieben werden. Rechts- und linkszirkuläre Photonen

(σ^+ und σ^-) führen dabei zu einer Änderung der magnetischen Quantenzahl der Elektronen Δm_j von +1 bzw. -1. Durch Wahl der Photonenenergie von

$$E_g \leq E_{\text{photon}} < E_g + \Delta E \quad (2.5)$$

können die Übergänge vom $p_{3/2}$ - ins $s_{1/2}$ -Niveau gezielt angeregt werden. Die dabei ins Leitungsband gepumpten Elektronen haben eine Vorzugsrichtung für ihren Spin. Durch Einsetzen der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten in Gleichung (2.1) ergibt sich somit ein Polarisationsgrad von $P = -0,5$ bei σ^+ - und $P = +0,5$ bei σ^- -Lichteinstrahlung. Wird die Photonenenergie hingegen soweit vergrößert, dass mehrere Übergänge aus dem Leitungs- ins Valenzband angeregt werden, sinkt der Polarisationsgrad immer weiter ab, wohingegen die Quanteneffizienz, also das Verhältnis zwischen den aus einer Photokathode extrahierten Elektronenstrom zu eingestrahelter Laserleistung, weiter ansteigt.

Photokathoden mit einer Zink-dotierten GaAs-Kristallstruktur werden auch als Bulk-Kathoden bezeichnet. Wie zuvor berechnet, liegt ihr theoretisch maximaler Polarisationsgrad bei 50 %, während experimentell etwa 30 % bis 40 % erreicht werden [All95, Aul07, Fri11]. Um den Polarisationsgrad auf ein theoretisches Maximum von 100 % zu erhöhen, ist eine Aufhebung der Entartung des $p_{3/2}$ -Niveaus notwendig, um einen einzigen Übergang ins $s_{1/2}$ -Niveau anregen zu können, wie in Abbildung 2.2a zu sehen. Das Absenken der $m_j = 1/2$ -Niveaus um die Energie δE wird durch mechanischen Stress auf das Kristallgitter hervorgerufen, z.B. indem Gitterschichten von GaAs und Galliumphosphid (GaP) alternierend aufeinander aufgewachst werden, wie in Abbildung 2.2b dargestellt. Diese beiden chemischen Verbindungen haben gleiche elektronische Eigenschaften, aber eine leicht unterschiedliche Gitterkonstante. Ein Kristall mit diesem Aufbau wird als Strained-Layer-GaAs-Photokathode bezeichnet und erreicht experimentell einen maximalen Polarisationsgrad von ca. 70 % [Mar91]. Die kritische Dicke der Schichten, in der noch eine Verformung der Gitterstruktur vorliegt, entspricht einer aktiven Zone von 7,6 nm im Kristall [Mar04].

Superlattice-GaAs-Photokathoden [Omo91] erreichen wie Strained-Layer-GaAs-Photokathoden einen theoretisch maximalen Polarisationsgrad von 100 % durch Aufhebung der Entartung des $p_{3/2}$ -Niveaus, zeichnen sich aber durch eine größere aktive Zone und somit einer höheren Quanteneffizienz aus. Experimentell erzielte Polarisationsgrade liegen bei 85 bis 90 % [Aul07, Add10, Fri11]. Ihr Aufbau ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Die alternierenden Schichten aus GaAs und $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ mit gleicher Gitterkonstante bilden ein Übergitter und führen in Abhängigkeit ihrer Dicken und Anzahl zu einer Änderung der effektiven Bandlücke im Kristall.

Aus der Kombination von Schichten unterschiedlicher Gitterkonstante und unterschiedlicher Bandlücke werden Strained-Superlattice-GaAs-Kathoden hergestellt und erreichen experimentell Polarisationsgrade über 90 % [Nis05].

Abbildung 2.4 zeigt die Quanteneffizienz und den Polarisationsgrad von am S-DALINAC verwendeten Superlattice-GaAs-Photokathoden in Abhängigkeit der Wel-

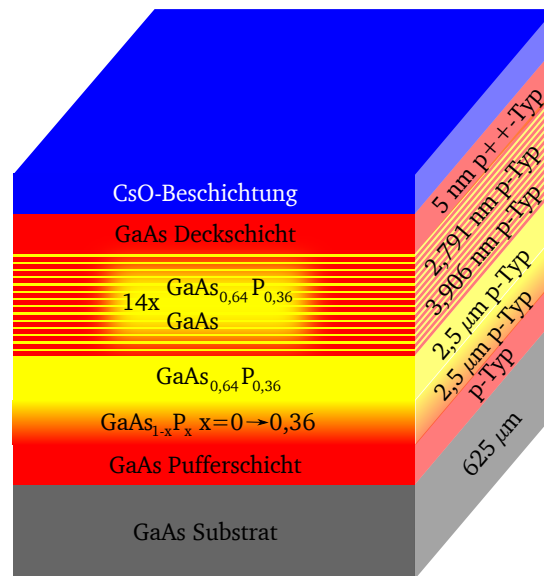


Abbildung 2.3: Aufbau einer B702 Superlattice-GaAs-Photokathode der Firma SVT Associates [Wag13].

Yafet-Prozess) und der Wechselwirkung der Elektronen mit Löchern aus dem Valenzband (Bir-Aronov-Pikus-Prozess) oder dem Kernspin der Gitterionen (Hyperfein-Wechselwirkung) [FL77]. Zudem können Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern im Valenzband rekombinieren und dabei wieder andere Elektronen ins Leitungsband anheben [Zol93].

2.3 Austritt spinpolarisierter Elektronen ins Vakuum

Die Elektronenaffinität E_{EA} ist definiert als die Differenz zwischen der Vakuumenergie und der Energie des niedrigsten Leitungsbandes. Wie in Abbildung 2.5a dargestellt, können bei einer positiven E_{EA} die Elektronen das Leitungsband nicht verlassen. Durch p-Dotierung des GaAs-Kristalls mit Zink wird eine Bandverbiegung erreicht, welche in Kombination mit der Metallisierung der Photokathodenoberfläche mit einem Alkalimetall wie Cäsium, welches einen Dipol mit z.B. Sauerstoff oder Stickstofftrifluorid bildet, zu einer Absenkung des Vakuumniveaus und einer negativen Elektronenaffinität führt [Bak15], wie in Abbildung 2.5b dargestellt. Durch diese Beschichtung respektive Aktivierung einer Photokathode können an die Halbleiteroberfläche diffundierte Elektronen durch den Tunneleffekt ins Vakuum gelangen. Dieses Verfahren ist erstmals von J. J. Scheer und J. van Laar realisiert worden [SL65].

Die Cäsiumoxid (CsO)-Beschichtung auf der Photokathode ist äußerst empfindlich, weswegen sie nur im Ultrahochvakuum (UHV) längere Zeit überdauert. Stöße mit Restgasatomen führen zu einer limitierten Vakuumlebensdauer τ_V der Photokathode, wodurch die Quanteneffizienz mit der Zeit immer weiter abnimmt. Zudem sorgen die elektromagnetischen Felder, welche die Elektronen nach Verlassen der Kathode beschleunigen, dazu, dass Ionen entlang der Feldlinien exakt auf die Kathode gelenkt werden und die Beschichtung zerstören. Dieser Effekt wird als Ionenrückbombe-

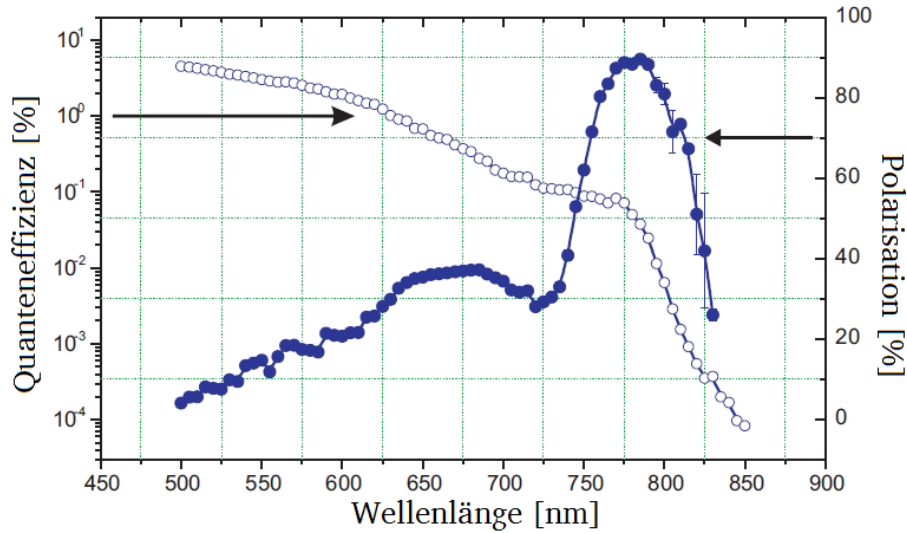


Abbildung 2.4: Abhängigkeit der Quanteneffizienz und des Polarisationsgrades einer Superlattice-GaAs-Photokathode von der Wellenlänge des Lasers.¹

ment bezeichnet. Die Strahllebensdauer $\tau_s = \frac{n_e \cdot e}{I_{el}}$ einer Photokathode berechnet sich anhand der maximal extrahierten Ladung, also der Anzahl an Elektronen n_e multipliziert mit der Elementarladung des Elektrons e , geteilt durch den mittleren Strahlstrom I_{el} . Durch diese Lebensdauern lässt die zeitliche Abnahme der Quanteneffizienz darstellen mit

$$QE(t) = QE(t=0) \exp\left(-\left(\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}\right)t\right) = \frac{I_{el} h c_0}{e P_L \lambda} \left(-\left(\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}\right)t\right) \quad , \quad (2.6)$$

mit der Laserleistung P_L und der Laserwellenlänge λ [Wag13].

Die CsO-Beschichtung reagiert zudem stark mit Restgasatomen, insbesondere mit sauerstoffhaltigen Molekülen wie Kohlenstoffdioxid und Wasser, wodurch es zusätzlich zu einer Reduktion der Quanteneffizienz kommt [Wad90, Aul07, Cha14].

Die Degenerierung der Beschichtung lässt sich zeitweilig mit einer höheren aber auch begrenzten Laserleistung kompensieren. Ist die Quanteneffizienz soweit abgefallen, dass der Strahlstrom nicht mehr für das jeweilige Experimente ausreicht, muss die Photokathodenoberfläche durch Ausheizen und einem Verfahren mit atomaren Wasserstoff (vgl. Kapitel 5.3, S. 71) gereinigt werden, bevor sie erneut mit CsO beschichtet wird.

2.4 Bestimmung der Spinpolarisation mittels Mott-Streuung

Die Mott-Streuung beschreibt die elastische Streuung eines geladenen Spin-1/2-Teilchens an einem geladenen Atomkern ohne Spin. Die Flugbahn der Elektronen wird bei diesem Prozess durch die Coulombkraft des äußeren elektrostatischen Potentials

¹ Unveröffentlichte Messung am MAMI, Urheberrecht MAMI, mit freundlicher Genehmigung

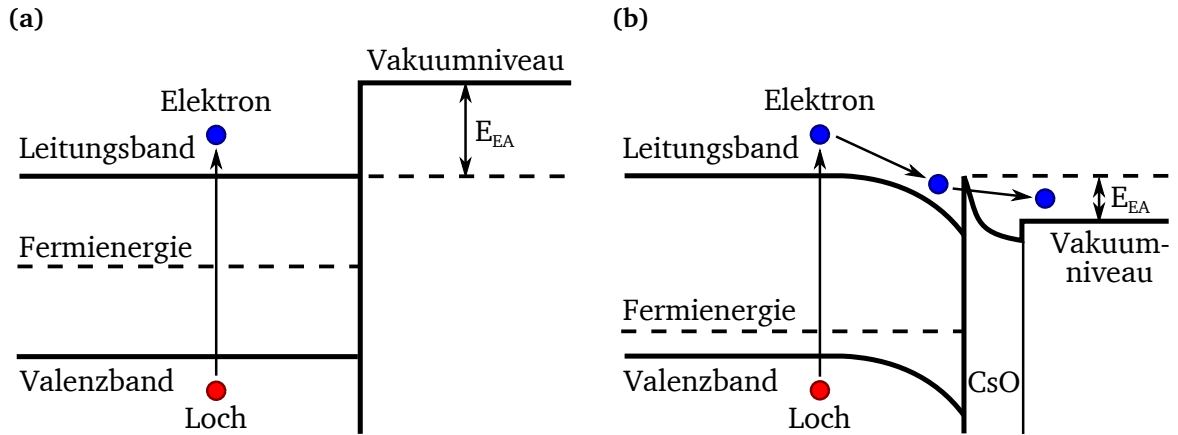


Abbildung 2.5: Vereinfachtes Bandschema von GaAs mit der Energie auf der Ordinaten- und dem Ort auf der Abszissenachse.

(a) Aufgrund der positiven Elektronenaffinität können die angeregten Elektronen das Leitungsband eines undotierten GaAs-Kristalls nicht verlassen.

(b) Durch p-Dotierung werden die Bänder im Halbleiter an der Oberfläche gebogen. Mit einer zusätzlichen Präparation der Halbleiteroberfläche wird das Vakuumniveau soweit abgesenkt, dass eine negative Elektronenaffinität erzielt wird, wodurch die Elektronen über den Tunneffekt ins Vakuum gelangen können.

beeinflusst, sowie durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung, wie in Abbildung 2.6 dargestellt.

Da die Art der Kopplung zwischen dem Spin- und dem Bahndrehimpuls davon abhängig ist, ob das Elektron links oder rechts an einem Atomkern gestreut wird, führt dies zu unterschiedlichen Radien des effektiven Coulombpotentials und einer Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Omega$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi)\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi)\right)_{\text{Mott}} \cdot (1 - S(\theta, E_e, Z_K) \cdot P_{\perp} \cdot \sin(\phi)) \quad , \quad (2.7)$$

mit dem spinunabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitt nach der relativistischen Rutherford-Streuung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi)\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Z_K e^2}{16\pi\epsilon_0 E_e}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(1 - \beta^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad , \quad (2.8)$$

dem transversalen Anteil des Polarisationsgrades P_{\perp} , dem Winkel ϕ zwischen dem Spin und der Streuebene, die von den Impulsvektoren der einfliegenden und der gestreuten Elektronen aufgespannt wird, und der Shermanfunktion $S(\theta, E_e, Z_K)$, die abhängig ist vom Streuwinkel θ , der Elektronenergie E_e und der Kernladungszahl des Atoms Z_K [Mot29, Kes85].

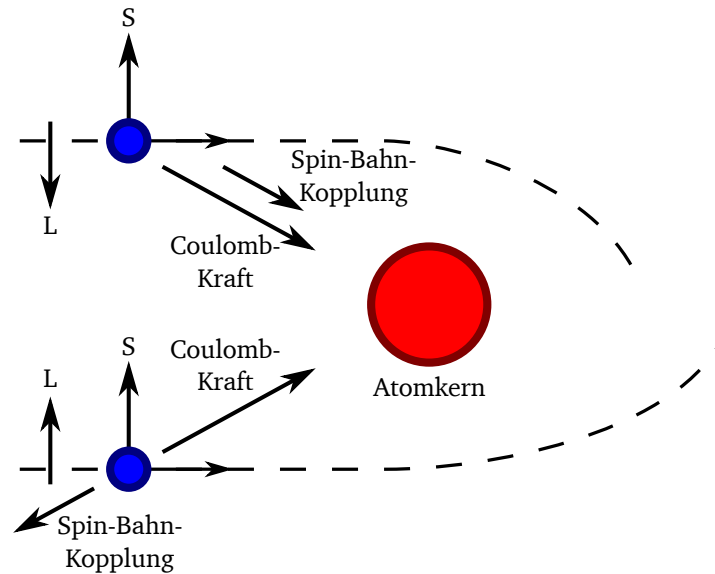


Abbildung 2.6: Elastische Streuung eines punktförmigen geladenen Spin-1/2-Teilchens an einem punktförmigen geladenen Atomkern ohne Spin.

Die Shermanfunktion in Gleichung (2.7) spiegelt die Analysierstärke des experimentellen Aufbaus bzw. die maximale Asymmetrie wider und lässt sich unter der Annahme eines punktförmigen Kerns theoretisch berechnen [She56]. Die Größe der Shermanfunktion steigt mit der Kernladungszahl des Atoms, während ihr Maximum voll bestimmt werden kann, wenn der Polarisationsvektor senkrecht zur Streuebene steht. Abbildung 2.7 zeigt die bei verschiedenen Elektronenergien berechnete Shermanfunktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Für eine Energie von 100 keV wird die maximale Analysierstärke bei etwa $\theta = 120^\circ$ erreicht.

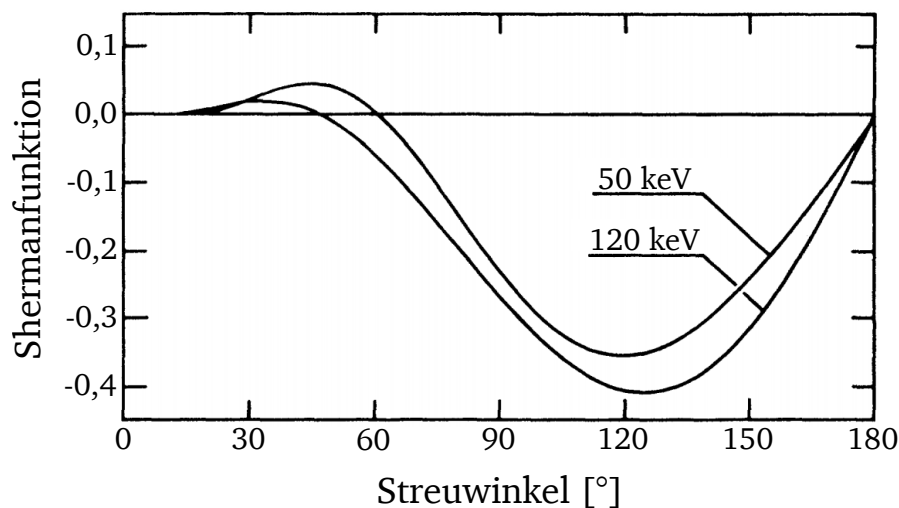


Abbildung 2.7: Die Shermanfunktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel an einem Goldatom bei Elektronenergien von 50 keV und 120 keV. [GK91]²

² Urheberrecht American Physical Society, mit freundlicher Genehmigung

Die bei der Streuung resultierende Asymmetrie kann zur Bestimmung der Polarisation herangezogen werden. Dazu werden die unter den Winkeln θ und $-\theta$, bei denen die Shermanfunktion maximal ist, gestreuten und transversal polarisierten Elektronen von zwei Detektoren registriert. Die Asymmetrie ergibt sich aus den Zählraten \dot{N} der Detektoren I und II .

$$A = \frac{\dot{N}_I - \dot{N}_{II}}{\dot{N}_I + \dot{N}_{II}} \quad (2.9)$$

Die Asymmetrie ist dabei mit der Polarisation über die Shermanfunktion verknüpft.

$$P_{\perp} = \frac{A}{S(\theta, E_e, Z_K)} \quad (2.10)$$

Es sind bei der Bestimmung der Polarisation mittels Mott-Streuung folgende Fehlerquellen zu beachten:

- Instrumentelle Asymmetrie

Liegt das Streuzentrum nicht zentral zwischen den Detektoren oder ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren nicht identisch, kommt es zu einer instrumentell bedingten Asymmetrie der Zählraten. Dieser Fall kann durch die Verwendung eines unpolarisierten Elektronenstrahls diagnostiziert und korrigiert werden [GJK90, GK91, GD92]. Alternativ kommt ein weiteres Detektorpaar zum Einsatz. Die vier Detektoren sind kreuzförmig unter dem Streuwinkel θ angeordnet, wobei hier die Detektoren I und III senkrecht zu den Detektoren II und IV angeordnet sein sollen. Dadurch lassen sich beide möglichen transversalen Komponenten der Polarisation bestimmen. Durch zwei separate Messungen mit entgegengesetzt polarisierten Elektronenstrahlen ergibt sich die von Justagefehlern bereinigte Gesamtasymmetrie zu

$$A_{ges} = \sqrt{A_{I,III}^2 + A_{II,IV}^2} \quad , \quad (2.11)$$

mit

$$A_{i,j} = \frac{1 - \dot{N}_{i,j}}{1 + \dot{N}_{i,j}} \quad \text{und} \quad (2.12)$$

$$\dot{N}_{i,j} = \sqrt{\frac{\dot{N}_{\uparrow,i} \cdot \dot{N}_{\downarrow,j}}{\dot{N}_{\uparrow,j} \cdot \dot{N}_{\downarrow,i}}} \quad .$$

- Mehrfachstreuung der Elektronen im Target

Die Shermanfunktion gilt unter der Annahme punktförmiger Atome. Da ein reales Target eine gewisse Dicke aufweist, kann es im Material zu Mehrfachstreuung der Elektronen kommen. Dadurch kann bei der Bestimmung der Asymmetrie unter einem Streuwinkel θ nicht zwischen einfach und mehrfach gestreuten Elektronen unterscheiden werden, wodurch die Messung eine gewisse Unsicherheit

aufweist. Experimentell werden fehlerbehaftete Shermanfunktionen mit Targets verschiedener Dicken bestimmt, um die theoretische Shermanfunktion mit einer Targetdicke von null zu extrapolieren.

- Vollständige transversale Polarisation

Die Asymmetrie ist im Falle der Mott-Streuung nur für transversal polarisierte Elektronen vollkommen zugänglich. Von der Extraktion aus einer GaAs-Photokathode bis zur Messung des Polarisationsgrades in einem Mott-Polarimeter sind die Elektronen mehreren elektromagnetischen Feldern ausgesetzt, welche die Ausrichtung des Elektronenspins gezielt beeinflussen können. Durch den Einsatz eines Wienfilters und eines Solenoiden kann beispielsweise der Spin im gesamten Raumwinkel rotiert werden, was eine vollständige Spinausrichtung in die transversale Ebene ermöglicht (vgl. Kapitel 6.2.2, S. 78).

3 Der S-DALINAC und Anforderungen an die Testquelle Photo-CATCH

Der S-DALINAC wurde 1991 am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt in Betrieb genommen [Ric96] und verfügt neben einer 250 keV thermionischen Elektronenquelle seit 2011 über eine 100 keV Quelle spinpolarisierter Elektronen SPIN [Pol11, End13]. Abbildung 3.1 zeigt den Grundriss des Beschleunigers mit einer zusätzlichen dritten Rezirkulationsstrahlführung, die derzeit implementiert wird, um eine Endenergie von 130 MeV zu erreichen [Arn16].

Für den Strahlbetrieb kann eine der beiden Quellen je nach Anforderungen des Experiments gewählt werden. Der normalleitende Injektor des S-DALINAC verfügt über verschiedene HF-Kavitäten zur Formung und Manipulation von Elektronenbunchen aus einem kontinuierlichen Elektronenstrahl. Eine Deflektorkavität, auch als Chopper bezeichnet, lenkt mit einer Repetitionsrate von 2,9971 GHz, die der fundamentalen Beschleunigerfrequenz entspricht, den Elektronenstrahl über eine Lochblende und schneidet auf diese Weise etwa 50 ps lange Elektronenbunche heraus. Anschließend werden die Elektronenbunche durch ein zweistufiges harmonisches Prebuncher System auf 5 ps komprimiert, damit alle Elektronen nahezu mit der gleichen Phase des beschleunigenden Feldes in den supraleitenden Teil des Injektors eintreten können [Pol11], welcher aus hochreinen Niobkavitäten besteht und bei einer Temperatur von 2 K betrieben wird. Nach dem Injektor stehen am Experimentierplatz Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) Elektronenstrahlen mit einer Energie bis zu 14 MeV und einem mittleren Strom von $250 \mu\text{A}$ [Kur13] für niederenergetische Photonen- und Aktivierungsexperimenten [Moh00, Yev10, Son11] zur Verfügung. Für größere Teilchenenergien kann ein Strahl mit einem mittleren Strom von $20 \mu\text{A}$ über einen 180° -Bogen in die supraleitenden Hauptbeschleunigerstrukturen geleitet, insgesamt drei Mal rezirkuliert und auf eine Energie von 130 MeV beschleunigt werden, bevor er zu einem der folgenden Experimentierplätzen geleitet wird:

- der Niederenergie-Photonentagger (NEPTUN) [Lin07] zur Untersuchung von (γ, n) -Reaktionen mit hoher Energieauflösung nahe der Teilchen-Separationsenergie
- das QCLAM-Spektrometer [Lut95, Rye08, Koh16] für $(e, e'x)$ -Experimente
- das hochauflösendes 169° -Spektrometer [Wal78, Bur07] für (e, e') -Elektronen-Streuexperimente

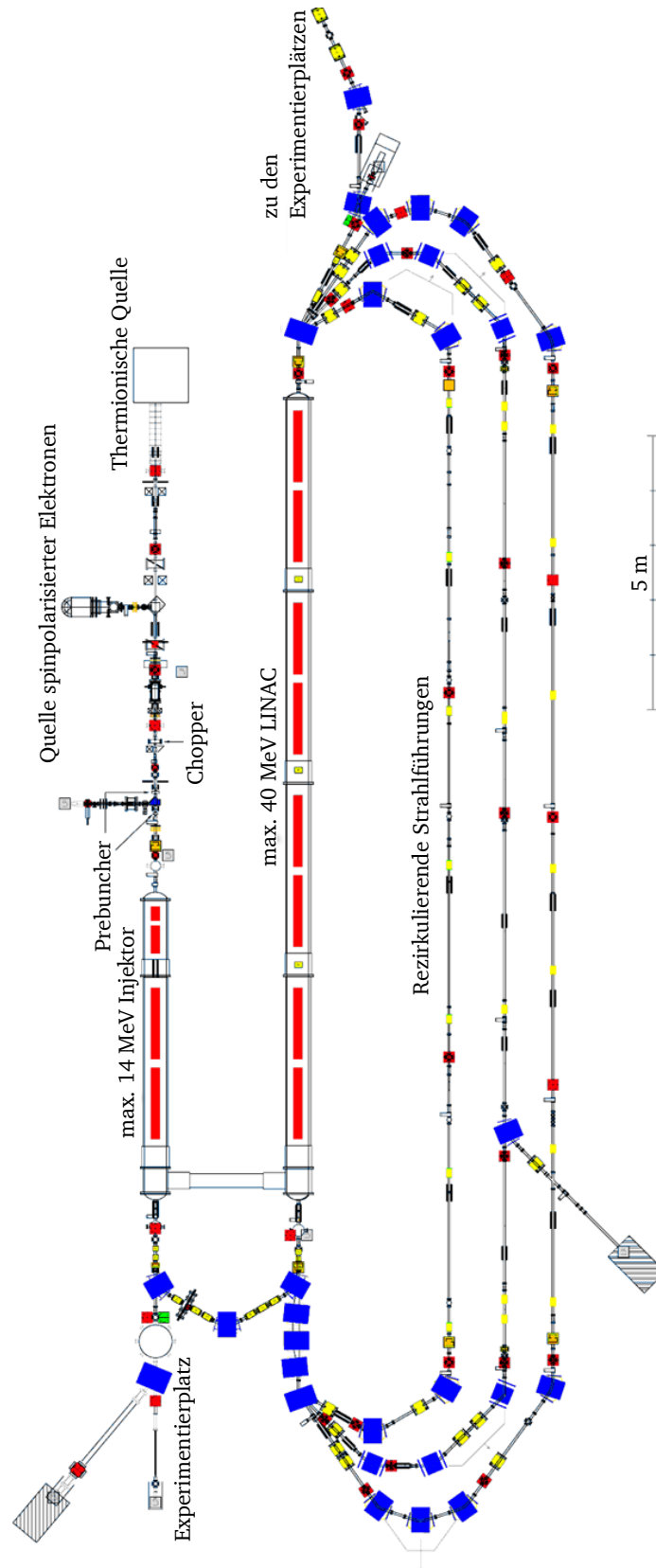


Abbildung 3.1: Grundriss des S-DALINAC mit der für 2016 geplanten dritten Rezirkulation. [Arn16]

3.1 Designkriterien der Testquelle Photo-CATCH

Die Betriebsparameter der Quelle spinpolarisierter Elektronen SPIN des S-DALINAC müssen im vollen Umfang auch von der neuen Testquelle Photo-CATCH erfüllt werden, damit sämtliche experimentellen Ergebnisse an der Testquelle direkt für den Beschleunigerbetrieb nutzbar gemacht werden können. Die Parameter des Elektronenstrahls werden dabei stark von der Vakuumkammer und der darin enthaltenen Elektrode beeinflusst.

Eine Energieunschärfe $\frac{\Delta E_e}{E_e} < 10^{-4}$ und eine Emittanz $\epsilon_{x,y} < 1 \text{ mm mrad}$ (vgl. Kapitel 6.3.3, S. 88) sollen erzielt werden, damit der Elektronenstrahl dieselben Kriterien erfüllt, wie der Strahl am S-DALINAC, um diesen in die supraleitenden Strukturen injizieren zu können.

Die GaAs-Photokathoden müssen in UHV-Bedingungen aufbewahrt werden, um ihre limitierte Vakuumlebensdauer τ_v zu maximieren, was ein entsprechendes Pumpensystem und eine Reinigungsprozedur der Vakuumkammer durch Ausheizen nötig macht (vgl. Kapitel 2.3, S. 9).

Zur Beschleunigung des Elektronenstrahls wird eine Photokathode innerhalb eines Molybdänpucks in eine Elektrode eingefasst und auf ein negatives Potential gesetzt. Die umgebende Vakuumkammer liegt auf Masse, wobei das der Elektrode gegenüberliegende Strahlrohr am Boden der Vakuumkammer als Anodenring dient. Dabei sollen Teilchenenergien von 60 keV erreicht werden, mit der Option, diese weiter auf 100 keV erhöhen zu können.

Es werden dieselben Molybdänpucks an der Testquelle Photo-CATCH wie an der polarisierten Quelle SPIN am S-DALINAC verwendet, deren Design nur eine vertikale Strahlextraktion zulassen.

Nachdem die Elektronen durch Laserbestrahlung der Photokathode ins Vakuum tunneln, kommt es aufgrund von Raumladungseffekten zu einer Strahlaufweitung. Dem kann durch eine kegelförmige Öffnung der Elektrode, die die Photokathode umschließt, entgegen gewirkt werden. Dieser Öffnungswinkel der Elektrode, auch als Pierce-Winkel bezeichnet, beträgt $67,5^\circ$ [Pie54]. Zusätzlich verhindert eine solche Geometrie, dass keine Feldemission außerhalb des vom Laser bestrahlten Bereichs der Photokathode stattfindet.

Da eine negative Hochspannung an die Elektrode angelegt wird, muss die Elektrodenoberfläche poliert werden, damit es zu keinen großen elektrischen Feldgradienten und Überschlägen kommt.

Für maximale Personen- und Maschinensicherheit vor Überschlägen soll eine invertierte Isolatorgeometrie in der Vakuumkammer der Elektronenkanone realisiert werden, die zudem einen kompakten Aufbau ermöglicht.

3.2 Anforderungen an das Lasersystem

Kernphysikalischen Experimente am S-DALINAC stellen gewisse Anforderungen an die Quelle spinpolarisierte Elektronen SPIN und die Testquelle Photo-CATCH, um optimale Ergebnisse in kurzer Zeit erzielen zu können. Es soll dem Experimentator ermöglicht werden, die Eigenschaften des Elektronenstrahls möglichst frei wählen zu können. Im Folgenden werden die Anforderungen an das benötigte Lasersystem diskutiert und die daraus resultierenden Laserparameter charakterisiert:

Für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen aus den am S-DALINAC verwendeten Superlattice-GaAs-Photokathoden wird zirkular polarisiertes Laserlicht mit einer Wellenlänge von (780 ± 10) nm benötigt (vgl. Kapitel 2.2, S. 6). Die Weiterentwicklung der Halbleiterkathoden hin zu energetisch kleineren Bandlücken ändert aber auch dementsprechend die nötige Laserwellenlänge für den Übergang vom $p_{3/2}$ -Niveau im Valenzband ins $s_{1/2}$ -Niveau im Leitungsband. Frühere Generationen an Photokathoden weisen eine Bandlücke und dementsprechend ihr Polarisationsmaximum bei 808 nm und 830 nm auf [Sak00, Hes08]. Eine möglichst simple und kostengünstige Änderung der Wellenlänge des Lasersystems ist also wünschenswert. Ist der Polarisationsgrad für kernphysikalische Experimente jedoch hinlänglich, empfiehlt sich der Einsatz von Laserlicht im ultravioletten Bereich, da die Quanteneffizienz von GaAs mit kürzeren Wellenlängen steigt und somit Elektronenstrahlen mit höheren Strömen bereit stellt.

Im normalleitenden Injektor des S-DALINAC wird mithilfe einer Deflektorkavität einem kontinuierlichen Elektronenstrahl eine Zeitstruktur von 50 ps langen Elektronenbunchen und einer Repetitionsrate von 2,9971 GHz aufgeprägt. Dabei gehen allerdings etwa 90 % der Elektronen an einer Lochblende verloren. Für die effektive Nutzung der Strahllebensdauer einer aktivierten Photokathode ist es unerlässlich, nur in den Zeitintervallen Elektronenbunchen zu extrahieren, in denen sie auch für den Beschleuniger nutzbar sind. Dadurch können hohe Strahlströme für längere Zeiträume bereitgestellt werden, bevor eine neue Aktivierung der Photokathode nötig ist (vgl. Kapitel 2.3, S. 9). Der Einsatz gepulster Laser ermöglicht somit einen ununterbrochenen Experimentierbetrieb des Beschleunigers mit hohen Durchschnittsströmen für etwa eine Woche [Wag13]. Das Lasersystem soll mit der Repetitionsrate des Beschleunigers Pulse mit einer Länge < 50 ps erzeugen.

Weiterhin sind subharmonische Repetitionsraten bis zu 1 MHz für Flugzeitexperimente von Interesse. Beispielsweise ist bei Photospaltungsexperimenten mit U^{234} die Lebensdauer der Spaltisomere zur Zeit unbekannt und wird zwischen 10 ns bis 100 ns vermutet, was Repetitionsraten bis hinunter zu 10 MHz nötig macht, um eine eindeutige Korrelation zwischen dem Beschuss des Urankerns mit Bremsstrahlung und der Detektion des Spaltisomers zu erhalten [Fre16]. Ebenso profitieren Elektronenstreuexperimente aufgrund reduzierten Untergrunds durch längere Flugzeiten [Rye08].

Zudem muss das gepulste Lasersystem mit den HF-Komponenten des Beschleuni-

gers bzw. der Testquelle synchronisierbar sein.

Der S-DALINAC kann mittlere Strahlströme bis $250\,\mu\text{A}$ zum DHIPS und bis $20\,\mu\text{A}$ in den supraleitenden Hauptbeschleunigerstrukturen leiten. Typische Quanteneffizienzen von Superlattice-GaAs-Photokathoden liegen bei etwa $2\,\mu\text{A}/\text{mW}$ [Fri11]. Um die zeitlich abnehmende Quanteneffizienz der Photokathode während dem Betrieb für einen konstanten Strahlstrom kompensieren zu können (vgl. Gleichung (2.6), S. 10), soll das Lasersystem einige Watt an mittlerer Leistung zur Verfügung stellen. Der begrenzende Faktor für den maximalen Strom an der Testquelle Photo-CATCH ist das verwendete Netzteil¹ mit 1 mA.

Um einen ungestörten Beschleunigerbetrieb bis zu einer nötigen Neuaktivierung einer GaAs-Photokathode gewährleisten zu können, muss das Lasersystem über einen Zeitraum von etwa einer Woche stabil arbeiten bzw. im optimalen Fall keiner Wartung bedürfen.

¹ Heinzinger PNC 60000-1 [DAT01]



4 Gepulste Diodenlaser mit variablen Repetitionsraten

In Kapitel 2 wird erläutert, wie spinpolarisierte Elektronen durch den Beschuss von GaAs-Photokathoden mit zirkular polarisiertem Laserlicht erzeugt werden können. Neben der Laserpolarisation und Wellenlänge bestimmen auch weitere Laserparameter direkt die Eigenschaften des Elektronenstrahls, wodurch dieser gezielt für verschiedenste Experimente präpariert werden kann. Der transversale Anteil des Elektronenstrahls hängt unter anderem vom Durchmesser des Laserfokus auf der Kathodenoberfläche und dessen Positionsstabilität zusammen, während die longitudinale bzw. zeitliche Struktur der Elektronenbunche durch die Verwendung von Laserpulsen beeinflusst wird.

Die Erfüllung der Anforderungen an das Lasersystem aus Kapitel 3.2, die durch den Aufbau des S-DALINAC und dessen Experimenten gegeben sind und auch für die Testquelle Photo-CATCH gelten, stehen dabei im Fokus dieser Arbeit. Es gibt zahlreiche Konzepte gepulster Lasersysteme, die die genannten Anforderungen teilweise erfüllen. Aus diesen gilt es den bestmöglichen Kompromiss zu erzielen. Ein Beispiel sind Faserlaser, die exzellente Strahleigenschaften besitzen, darunter hohe Leistungen, ultrakurze Pulslängen, variable Repetitionsraten und einen einfachen Betrieb. Allerdings sind diese Systeme sehr kostenintensiv und arbeiten bei einer neuen Generation von Photokathoden mit energetisch kleineren Bandlücken nicht mehr im nötigen Wellenlängenbereich.

Ein Titan:Saphir (Ti:Sa)-Lasersystem¹ ist bereits in der Arbeit [Wag13] aufgebaut worden. Durch eine passive Modenkoppelung werden mit einer Repetitionsrate von 75 MHz 200 fs bis 400 fs lange Pulse mit einer mittleren Leistung von etwa 2 W erzeugt. Der Wellenlängenbereich lässt sich zwischen 690 nm bis 900 nm durchstimmen. Nachteile dieses Systems liegen in seiner Größe und der Anfälligkeit für thermische Instabilitäten, welche den Pulsbetrieb stören und die Pulslänge ändern.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf gepulsten halbleiterbasierenden Systemen. Kommerziell erhältliche Laserdioden bieten eine kompakte und kostengünstige Alternative zum Ti:Sa-Laser und decken das sichtbare Frequenzspektrum sehr breit ab. Die Studien an diesen Systemen werden im Folgenden vorgestellt.

4.1 Erzeugung von Laserstrahlung mit Halbleitern

Laserdioden bestehen aus unterschiedlichen Kombinationen von GaAs mit Halbleitermaterialien wie GaP, Indiumgalliumphosphid (InGaP) oder Aluminiumgalliumarsenid

¹ Coherent MIRA HP-D

(GaAlAs) und haben damit Ähnlichkeit in ihrer energetischen Struktur mit den am S-DALINAC verwendeten GaAs-Photokathoden. Die Wahl der Halbleitermaterialien bestimmt dabei die Größe der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband und somit die emittierte Wellenlänge [Mes05]. Laserdioden bestehen im Wesentlichen aus einer p- und einer n-dotierten Halbleiterschicht an deren Grenzfläche Elektronen aus dem Leitungsband mit sogenannten positiv geladenen Fehlstellen, auch als Löcher bezeichnet, im Valenzband rekombinieren können.

Abbildung 4.1a zeigt schematisch die Energieniveaus eines p-n-Übergangs. Durch Anlegen einer externen Spannung U in Vorwärtsrichtung (Abbildung 4.1b), d.h. der negative Pol wird an der n-dotierten Zone angelegt, werden die Energieniveaus und die Fermienergie E_F in der p-dotierten Zone um $-eU$ verschoben, welche sich an der Grenzfläche in für Elektronen und Löcher verschiedene Energien aufspalten. Dadurch werden Valenzelektronen aus der n-Zone ins Leitungsband der p-Zone injiziert. Die dabei entstehenden Löcher werden als positive Ladungsträger angesehen, die von der p-Zone in die n-Zone injiziert werden. Die Leitungselektronen diffundieren an die Grenzfläche, bis sie mit Löchern rekombinieren und dabei Photonen emittieren. Um eine aktive Zone, also einen Bereich in dem optische Verstärkung auftritt, zu erzeugen, muss die Elektronenladungsdichte im Leitungsband durch eine hinreichend große Injektionsrate gesteigert werden damit Besetzungsinversion auftritt. Die Dicke der aktiven Zone entspricht etwa der Diffusionslänge und beträgt wenige Mikrometer. Durch stimulierte Emission kommt es zum lawinenartigen Abräumen der Elektronen aus dem Leitungsband und Laserlicht wird erzeugt. Abbildung 4.1c zeigt die Energieniveaus eines p-n-Übergangs mit angelegter Gegenspannung. In diesem Fall werden die Energieniveaus und die Fermienergie in der p-Zone um $-eU$ angehoben. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination wird dabei verhindert.

Neben dem Material der Laserdiode bestimmt die Länge des Resonators die emittierten Wellenlängen des Laserlichts. Zur Erzeugung einer stabilen longitudinalen Mode muss die Länge l_{res} des Resonators ein Vielfaches der halben Wellenlänge λ betragen, damit sich eine stehende Welle ausbilden kann.

$$l_{res} = i \frac{\lambda}{2} ; \quad i \in \mathbb{N} \quad (4.1)$$

Aus dieser Bedingung ergeben sich die möglichen Moden ν_i , die sich mit der materialabhängigen Lichtgeschwindigkeit c ausbreiten.

$$\nu_i = i \frac{c}{2l_{res}} \quad (4.2)$$

Diese weisen einen Modenabstand auf von

$$\Delta \nu = \frac{c}{2l_{res}} . \quad (4.3)$$

Das Nettoverstärkungsprofil eines Mediums setzt sich aus dem longitudinalen Modenspektrum und dem Verstärkungsprofil des Lasers zusammen und ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Es wird durch dessen Resonanzfrequenz ν_R und

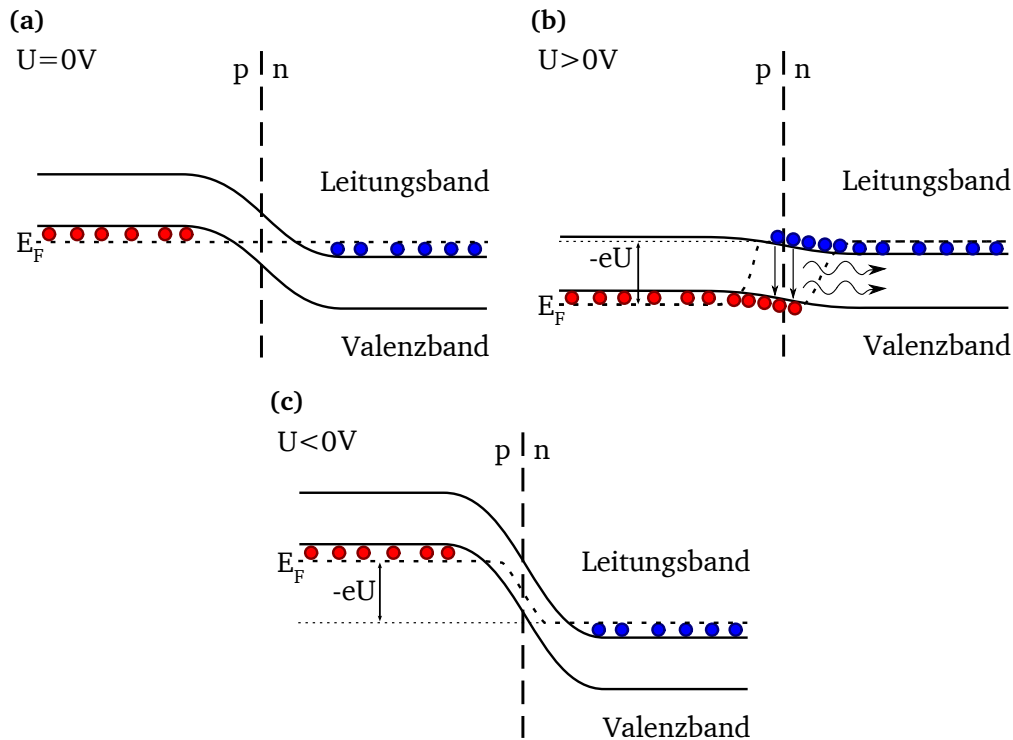


Abbildung 4.1: Energieniveaus eines p-n-Übergangs eines Halbleiterlasers (a) ohne, (b) mit positiver und (c) mit negativer externer Spannung, welche zu einer Verschiebung der Energieniveaus und der Fermienergie in der p-dotierten Zone führt. Im Fall (b) wird eine Besetzungsinversion erzielt und der Laserprozess ermöglicht. Blaue Kreise symbolisieren Elektronen, während positiv geladene Löcher rot dargestellt sind.

die Linienbreite $\delta\nu = \nu_E - \nu_A$, bei der die Spitzenleistung auf die Hälfte abgesunken ist, determiniert. Die Größe der Linienbreite bestimmt sich durch Mechanismen wie der natürlichen Linienbreite (Elektron-Loch-Paar-Rekombinationszeit) und der Dopplerverbreiterung (atomare Bewegung). Der Schwellwert der Verstärkung $G = 1$ definiert die Stelle, an der die Resonatorverluste und die Verstärkung sich gegenseitig aufheben. Liegt die Verstärkung einer Mode unterhalb dieser Schwelle, können die Verluste nicht mehr kompensiert werden, wodurch die Anzahl der verstärkten Moden begrenzt ist.

Typische kantenemittierende Halbleiterlaser weisen ein transversales Strahlprofil in Form einer Ellipse auf. Dies resultiert aufgrund der unterschiedlich großen horizontalen und vertikalen Abmessungen der aktiven Zone des Laserchips, die zwei zu den Längen antiproportionale Divergenzen zur Folge haben.

Im Gegensatz dazu existieren oberflächenemittierende Halbleiterlaser, die aufgrund ihrer quadratischen Abmessungen des Laserchips ein radialsymmetrisches, gaußförmiges Strahlprofil aufweisen.

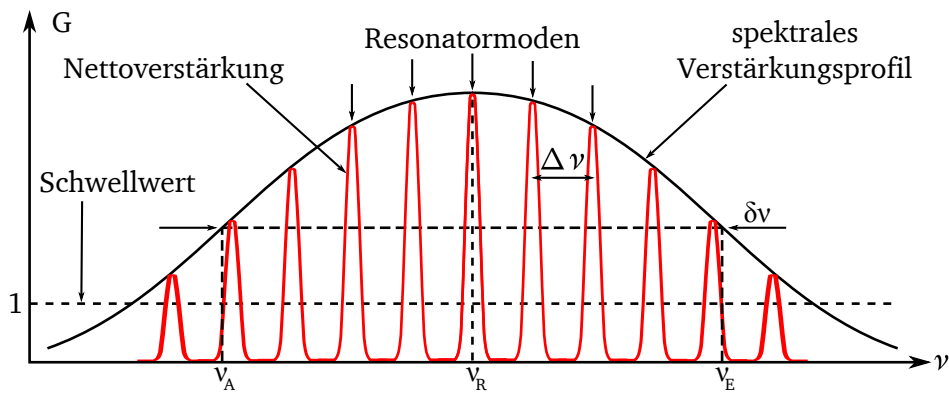


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Nettoverstärkungsprofils eines Lasermediums mit den darin anschwingenden Lasermoden.

4.2 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

Durch Anlegen einer konstanten externen Spannung in Vorwärtsrichtung an einen Halbleiterlaser arbeitet dieser im cw-Betrieb. Um einen Pulsbetrieb zu realisieren, existieren viele verschiedene Techniken. Dieses Unterkapitel fokussiert sich dabei auf die Methoden der Modenkopplung und der Verstärkungsschaltung, welche für diese Arbeit relevant sind.

4.2.1 Verstärkungsschaltung und der Effekt des Spikings

Die Verstärkungsschaltung zeichnet sich durch eine schnelle Modulation des Pumpstroms und damit der Verstärkung eines Lasers aus. Dadurch ist es möglich, Laserpulse im Pikosekundenbereich zu erzeugen, welches im Folgenden theoretisch und darauf aufbauend im Experiment in Kapitel 4.3 diskutiert wird.

Spiking

Beim Beginn des Pumpvorgangs des Halbleiters setzt die stimulierte Emission erst mit einer gewissen Verzögerung ein. In dieser Zeit durchläuft schwaches Fluoreszenzlicht einige Runden den Resonator und wird immer weiter verstärkt. Dadurch kann eine gewisse Menge an Energie im Verstärkungsmedium deponiert werden, was anschließend zur Bildung eines oder mehrerer kurzer Laserpulse führt. Die zeitliche Länge des ersten Pulses kann dabei kürzer als die Lebensdauer des angeregten Zustands sein, während die Länge nachfolgender Pulse immer weiter zunimmt. Die Frequenz, mit der sich diese Pulse bilden, liegt in der Größenordnung der Relaxationsschwingungsfrequenz von ungefähr 1 GHz [URL01]. Dieser Effekt wird in der Literatur als Spiking bezeichnet. Er kann allerdings nur in Lasersystemen auftreten, in denen die Wiederherstellungszeit der Besetzungsinversion im angeregten Zustand wesentlich länger ist als die Abklingzeit des Resonators [Sie86]. Die Erfüllung dieser Bedingung hängt vom Brechungsindex und dem Absorptionskoeffizienten des Lasermediums ab, kann aber durch eine geringe Reflektivität der Resonatorflächen und durch kurze Resonatorlängen

gen begünstigt werden.

Das Spiking ist exemplarisch in Abbildung 4.3 dargestellt. Der elektrische Pumpstrom in Vorwärtsrichtung führt im Halbleiter zu einem Anstieg der Elektronendichte im Leitungsband. Beim Erreichen der Laserschwelle, wird die gespeicherte Energie im Resonator in einen kurzen Laserpuls umgesetzt, d.h. es kommt zur Rekombination der Elektronen im Leitungsband mit den Löchern im Valenzband und die Elektronendichte fällt wieder unter die Laserschwelle. Wird der elektrische Pumpstrom zu diesem Zeitpunkt abgeschaltet, kann so ein einziger kurzer Laserpuls erzeugt werden. Wird hingegen der Halbleiter weiter gepumpt, erreicht die Elektronendichte erneut die Laserschwelle, was zur Bildung subsequenter Laserpulse führt, deren Amplitude zeitlich exponentiell gedämpft wird, bis der Gleichgewichtszustand und damit der cw-Betrieb des Lasers erreicht ist.

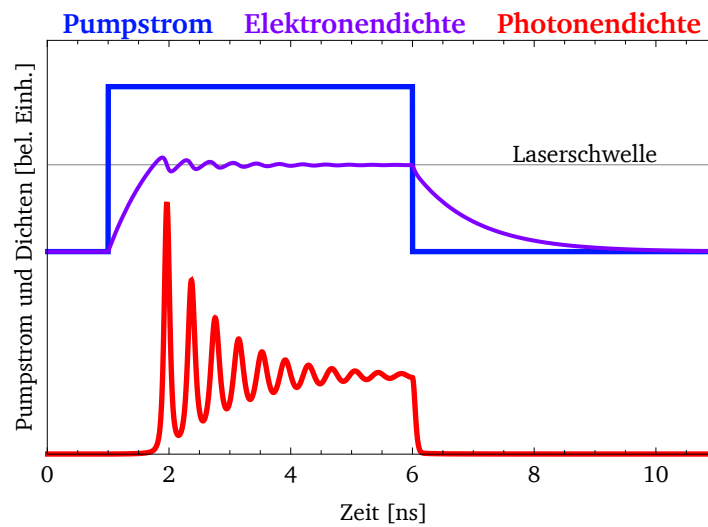


Abbildung 4.3: Die Elektronendichte im Leitungsband des Halbleiters wird durch einen elektrischen Pumpimpuls angehoben bis die Laserschwelle erreicht wird und schwingt sich dort ein. Dadurch können mehrere kurze Laserpulse beim Einschwingvorgang entstehen bevor der cw-Betrieb erreicht wird. [URL02]²

Mathematische Beschreibung des Einschwingverhaltens

Der Effekt des Spikings kann mathematisch beschrieben werden durch die Ratengleichungen der Photonenzahl $n(t)$ im Resonator [Sie86]

$$\frac{d n(t)}{d t} = K N(t) n(t) - \gamma_{res} n(t) \quad (4.4)$$

und der Besetzungsinversion $N(t)$ im angeregten Zustand

$$\frac{d N(t)}{d t} = R_p - \gamma_2 N(t) - K N(t) n(t) \quad , \quad (4.5)$$

² Urheberrecht Philippe Brosson, mit freundlicher Genehmigung von Wolfram Demonstrations Project

mit der Resonatorzerfallsrate γ_{res} , der Pumprate R_p , der atomaren Zerfallsrate γ_2 . Die Größe K beschreibt die Kopplungskonstante einer Lorentz-Verteilung der atomaren Zustände:

$$K = \frac{3}{4\pi^2} \frac{\nu \gamma_{rad} \lambda^3}{\delta \nu V_{res}} , \quad (4.6)$$

mit der Strahlungszerfallsrate γ_{rad} , der atomaren Linienbreite $\delta \nu$ und dem Resonatormodenvolumen V_{res} .

Die beiden Ratengleichungen sind durch den Term $KN(t)n(t)$ nichtlinear miteinander gekoppelt, wodurch deren Lösung unter bestimmten Randbedingungen den Effekt des Spikings beschreiben kann, bis der Gleichgewichtszustand des Systems erreicht ist. Die Division der beiden Ratengleichungen ergibt eine Differentialgleichung der Form

$$\frac{d n(t)}{d N(t)} = \frac{-\gamma_{res} n(t) + KN(t)n(t)}{R_p - \gamma_2 N(t) - KN(t)n(t)} , \quad (4.7)$$

welche eine numerische Lösung ermöglicht. Als Randbedingung kann die Lösung der Ratengleichungen für den Gleichgewichtszustand des Lasers oberhalb der Laserschwelle betrachtet werden:

$$N_{ls} = \frac{\gamma_{res}}{K} \quad (4.8)$$

$$n_{gg} = \frac{R_p}{KN_{ls}} - \frac{\gamma_2}{K} = \frac{(r_p - 1)\gamma_2}{K} \quad \text{mit} \quad r_p = \frac{R_p}{\gamma_2 N_{ls}} , \quad (4.9)$$

mit der Besetzungsinversion an der Laserschwelle N_{ls} und der Photonenzahl im Gleichgewichtszustand n_{gg} . Unter der Annahme, dass die Photonenzahl und die Besetzungsinversion sich im Verlauf des Einschwingvorgangs ihren Werten im Gleichgewichtszustand annähern, gilt:

$$n(t) = n_{gg} + n_1(t), \quad n_1(t \rightarrow \infty) \ll n_{gg} \quad (4.10)$$

$$N(t) = N_{ls} + N_1(t), \quad N_1(t \rightarrow \infty) \ll N_{ls} . \quad (4.11)$$

Wird dies in die Ratengleichungen eingesetzt unter Berücksichtigung der Lösungen im Gleichgewichtszustand, ergeben sich folgende linearisierte Gleichungen für die Kleinsignalanalyse:

$$\frac{d n_1(t)}{d t} = (r_p - 1)\gamma_2 N_1(t) \quad (4.12)$$

$$\frac{d N_1(t)}{d t} = -\gamma_{res} n_1(t) - r_p \gamma_2 N_1(t) . \quad (4.13)$$

Unter der Annahme, dass $n_1(t)$ und $N_1(t)$ sich exponentiell mit e^{st} ändern, führt dies zur Säkulardeterminante³

$$\det \left(s\mathbb{1} - \begin{pmatrix} 0 & (r_p - 1)\gamma_2 \\ -\gamma_{res} & -r_p\gamma_2 \end{pmatrix} \right) = \begin{vmatrix} s & -(r_p - 1)\gamma_2 \\ \gamma_{res} & s + r_p\gamma_2 \end{vmatrix} = 0 \quad , \quad (4.14)$$

mit dem Eigenwert s . Es ergibt sich das charakteristische Polynom des Eigenwertproblems zu:

$$s^2 + r_p\gamma_2 s + (r_p - 1)\gamma_2\gamma_{res} = 0 \quad . \quad (4.15)$$

Diese Differentialgleichung beschreibt eine gedämpfte Schwingung mit den Lösungen:

$$s_{1,2} = -\frac{r_p\gamma_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{r_p\gamma_2}{2}\right)^2 - (r_p - 1)\gamma_2\gamma_{res}} \quad . \quad (4.16)$$

Ausgehend hiervon sind zwei Fälle zu diskutieren. Liegen die Werte der Resonatorzerfallsrate γ_{res} und die atomare Zerfallsrate γ_2 in der gleichen Größenordnung bei einander, kommt der Effekt des Spikings nicht zustande. Stattdessen fällt die Photondichte exponentiell von ihrem Maximum $n_{gg} + n_1(0)$ auf den Gleichgewichtswert. Dies trifft für die meisten Gaslaser zu.

Ist $\gamma_{res} \gg \gamma_2$, wie in den meisten Festkörper- und Halbleiterlasern der Fall, kommt es zum Spiking. Gleichung (4.16) kann umgeformt werden zu

$$s_{1,2} = -\frac{r_p\gamma_2}{2} \pm i\sqrt{(r_p - 1)\gamma_2\gamma_{res} - \left(\frac{r_p\gamma_2}{2}\right)^2} \equiv -\gamma_{sp} \pm i\omega'_{sp} \quad . \quad (4.17)$$

Dieses System hat eine exponentiell gedämpfte und sinusförmige Antwort der Form

$$n(t) = n_{gg} + n_1 e^{-\gamma_{sp} t} \cos(\omega'_{sp} t) \quad , \quad (4.18)$$

mit der Zerfallsrate $\gamma_{sp} \equiv r_p\gamma_2/2$, mit der der Einschwingvorgang ausklingt, und der Relaxationsfrequenz ω_{sp}

$$\omega_{sp} \equiv \sqrt{(r_p - 1)\gamma_2\gamma_{res}} \approx \omega'_{sp} \equiv \sqrt{\omega_{sp}^2 - \gamma_{sp}^2} \quad . \quad (4.19)$$

In Abbildung 4.4 ist der zeitliche Verlauf von Gleichung (4.18) dargestellt, mit den in Tabelle 4.1 aufgelisteten Parametern von Laserdioden und deren typische Größenordnungen.

³ Die Säkulardeterminante beinhaltet die Koeffizienten eines homogenen linearen Gleichungssystems, welches lösbar ist, wenn die Determinante gleich Null ist.

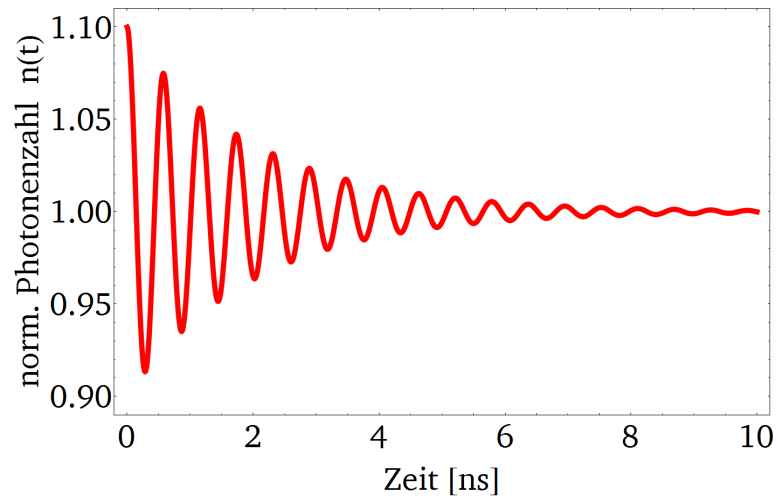


Abbildung 4.4: Berechnetes Einschwingverhalten eines Diodenlasers nach Gleichung (4.18) mit den in Tabelle 4.1 aufgelisteten Parametern. Die Störung n_1 beträgt hier 10% des Gleichgewichtszustandes der Photonenzahl n_{gg} . Da $\gamma_{res} \gg \gamma_2$ gilt, kann der Effekt des Spikings beobachtet werden.

Simulation des Pulsverhaltens eines Diodenlasers

Ausgehend von der mathematischen Berechnung des Einschwingvorgangs eines Lasers ist mit einer modifizierten Version eines Wolfram Mathematica Notebooks von [URL02] das Spiking in Diodenlasern und deren Pulsverhalten simuliert worden. Darin werden die Differentialgleichungen der Elektronendichte im Leitungsband des Lasers und die resultierende Photonendichte numerisch gelöst, indem die Parameter des modulierten elektrischen Pumpspulses (Gleichstrom (DC), HF-Amplitude, Repetitionsrate) vorgegeben werden.

Abbildung 4.5a zeigt eine harmonische Modulation des elektrischen Pumpstroms

Tabelle 4.1: Auflistung typischer Größenordnungen von Laserdiodenparametern auf GaAs-Basis bei einer Wellenlänge von 780 nm. [URL03]

Resonatorlänge	$l_{res} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Brechungsindex	$n_{GaAs} = 3,6966$
Umlaufzeit im Resonator	$t_{res} = 2l_{res}n_{GaAs}/c_0 \approx 7,4 \text{ ps}$
Absorptionskoeffizient	$\alpha_0 = 1448600 \text{ m}^{-1}$
Reflektivität der Resonatorflächen	$R_{res} = 0,32991$
Resonatorzerfallsrate	$\gamma_{res} = \frac{4\alpha_0 l_{res} - \ln(R_{res}^2)}{t_{res}} \approx 2,35 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$
Normierte Pumprate	$r_p = 1,0005$
Zerfallsrate des angeregten Zustands	$\gamma_2 \approx 1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$
Zerfallsrate des Einschwingvorgangs	$\gamma_{sp} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Relaxationsfrequenz	$\omega_{sp} \approx 1,1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$

des Lasers, wobei die Elektronendichte mehrmals die Laserschwelle überschreitet und mehrerer Laserpulse dabei entstehen. Die Frequenz des Modulationssignals legt zugleich die Repetitionsrate des Lasers fest. Um nur einen einzelnen Laserpuls zu erzeugen, darf die Elektronendichte die Laserschwelle während eines Pumpulses nur ein einziges Mal erreichen. Dies ist in Abbildung 4.5b der Fall. Hier ist bei gleicher HF-Amplitude und Repetitionsrate das DC-Niveau des Pumpstroms soweit herabgesetzt worden, bis die Entstehung weiterer nachfolgender Laserpulse unterdrückt war. Dies hat aber auch eine Reduzierung der mittleren zeitlichen Laserleistung zur Folge. Abbildung 4.5c zeigt die Erzeugung eines einzelnen Laserpulses mit höherer Repetitionsrate bei weiterhin konstant gehaltener HF-Amplitude. Aufgrund der zeitlich kürzeren Pumpulse erreicht die Elektronendichte die Laserschwelle schneller, was kürzere Laserpulse mit höherer Spitzenleistung zur Folge hat. Zudem wird ein größeres DC-Niveau bei steigender Repetitionsrate benötigt, um einen einzelnen Laserpuls zu erzeugen.

Die Abbildungen 4.5a-c führen zu dem Schluss, dass die Strommodulation mit einem harmonischen Signal bei kleinen Repetitionsraten zu immer längeren Laserpulsen mit kleineren Spitzenleistungen führt. Für Laserpulse mit wenigen Pikosekunden Länge werden Repetitionsraten von einigen Gigahertz benötigt. Diese Problematik kann umgangen werden durch die Verwendung elektrischer Pulsgeneratoren, welche kurze Pumpulse mit einer variablen Repetitionsrate zur Verfügung stellen. Ein solches Pumpsignal ist in Abbildung 4.5d dargestellt. Der Diodenlaser wird hier mit 1 ns langen Rechteckpulsen und einer Repetitionsrate von etwa 167 MHz gepumpt. Eine Verringerung der Repetitionsrate ändert dabei nicht die Laserpulslänge und Spitzenleistung, sondern nur die mittlere zeitliche Laserleistung. Zugleich wird der Diodenlaser hier in Sperrrichtung mit einem negativem DC betrieben. Dies führt dazu, dass der Pumpuls erst die Gegenspannung überwinden muss und sich die Halbleiterbänder innerhalb kürzester Zeit vom dargestellten Zustand in Abbildung 4.1c in den in Abbildung 4.1b verschieben. Dies ermöglicht die Verwendung größerer Pumpleistungen, bevor es zur Bildung mehrerer anschließender Laserpulse kommt. Zudem wird mehr Energie im Resonator deponiert, bis diese in einen kurzen Laserpuls mit höherer Spitzenleistung umgewandelt wird. Ein weiterer Vorteil dieser Technik ist, dass der negative DC zwischen den Pumpulsen die Elektronen aus dem Leitungsband absaugt und den Laserprozess beendet, wodurch der Laseruntergrund stark unterdrückt wird. Dies ähnelt im Funktionsprinzip dem eines sättigbaren Absorbers (vgl. Kapitel 4.2.2, S. 33).

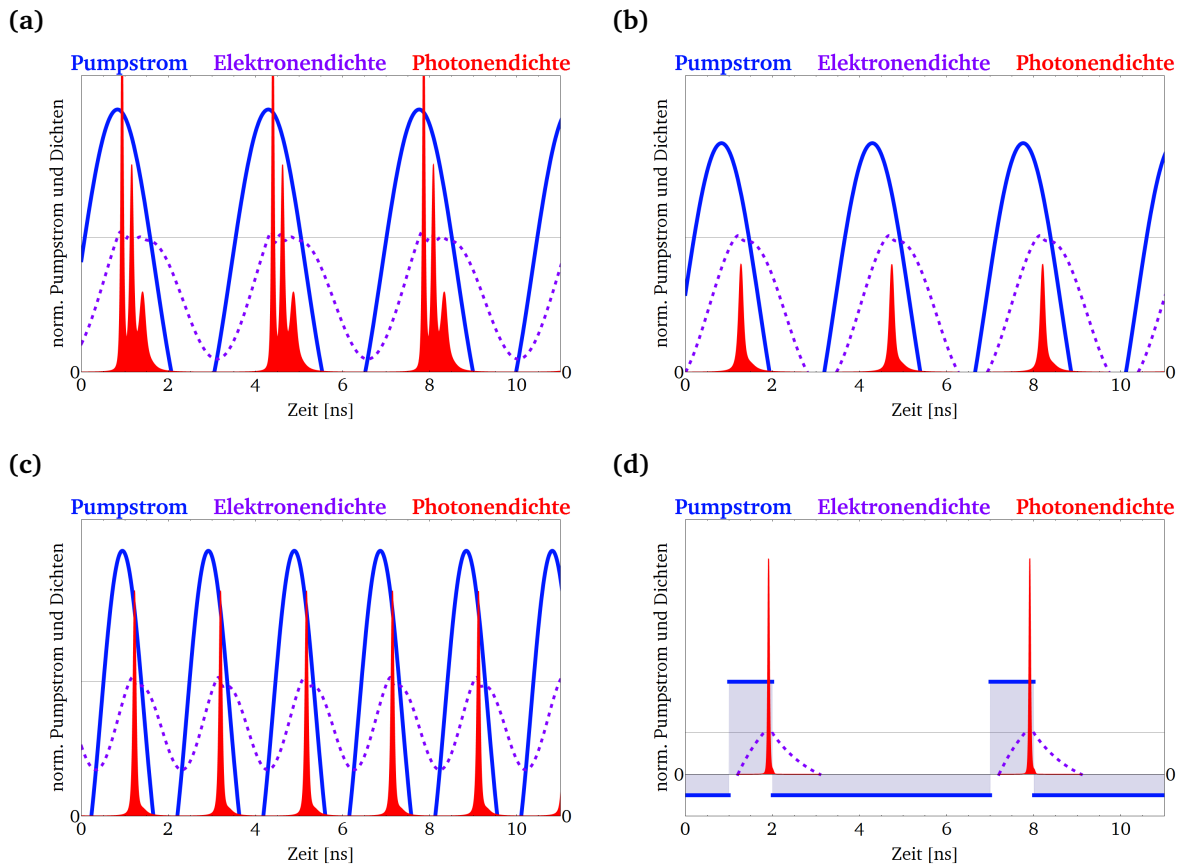


Abbildung 4.5: Simulierte Antwort eines Diodenlasers (rot gefülltes Histogramm) und Elektronendichte im Halbleiter (lila gestrichelte Linie) in Abhängigkeit des elektrischen Pumpstroms (blaue Linie). Abbildungen (a)-(c) zeigen die Modulation mit einem harmonischen Signal mit gleicher HF-Amplitude. Die Bildung subsequenter Laserpulse wie in (a) kann durch eine Senkung des DC, wie in (b) zu sehen, vermieden werden. (c) Höhere Repetitionsraten bzw. kürzere Pumppulse führen zu kürzeren Laserpulsen mit größeren Spitzenleistungen. (d) Um solche Laserpulse auch bei niedrigen Repetitionsraten zu realisieren, wird der Laser mit Rechteckpulsen moduliert. Ein negativer DC unterdrückt den Laseruntergrund und ermöglicht die Modulation mit höheren HF-Amplituden. [Esp16]

Ausgehend von der Simulation in Abbildung 4.5d werden die in Abbildung 4.6 dargestellten Sachverhalte vorausgesagt, die das Pulsverhalten einer Laserdiode charakterisieren. Eine Randbedingung ist die Erzeugung eines einzelnen Laserpulses durch einen rechteckigen elektrischen Pumpimpuls, der durch seine HF-Amplitude, seine elektrische Pulslänge sowie dem DC definiert wird. In Abbildung 4.6a wird die elektrische Pumpimpulslänge auf 1 ns konstant gehalten und die Dynamik des Systems von der HF-Amplitude und dem DC bestimmt. Es wird erwartet, dass mit höherer Pumpleistung bzw. HF-Amplitude des Rechtecksignals die Halbwertsbreite (FWHM) des Laserpulses abnimmt, während die Laserpulsenergie steigt. Abbildung 4.6b zeigt zudem die Dynamik des Systems bei konstantem DC. Es ist zu erkennen, dass die Laserpulslänge mit kürzeren Pumpimpulsen abnimmt, wobei die nötige HF-Leistung stark ansteigt.

Diese Voraussagen über das Verhalten eines strommodulierten Diodenlasers werden in Kapitel 4.3.5 experimentell untersucht.

Impedanzanpassung

Die Übertragung von hochfrequenten elektrischen Signalen bzw. Pulsen, vor allem im Gigahertzbereich, ist mitunter problematisch. Durch kleinste Fehlanpassungen der Ausgangsimpedanz der HF-Quelle zur Lastimpedanz, beispielsweise einer Laserdiode oder Kavität, kommt es zu starken Reflexionen des Signals zu Lasten der übertragenen Leistung. Die komplexwertige Impedanz Z ist dabei definiert als

$$Z(\nu) = \frac{U}{I} = R + iX(\nu) \quad , \quad (4.20)$$

mit der imaginären Einheit i , dem frequenzunabhängigen ohmschen Widerstand R und der frequenzabhängigen Reaktanz X , die den kapazitiven und induktiven Widerstand beschreibt.

Der Reflexionsfaktor Γ_{ref} der Signalübertragung zwischen zwei Elementen mit den Impedanzen Z_1 und Z_2 ergibt sich zu

$$\Gamma_{ref} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad . \quad (4.21)$$

Das Quadrat des Reflexionsfaktors entspricht dem reflektierten Anteil des Signals.

Um den Reflexionsfaktor und damit die Verluste zu minimieren, bedarf es eines impedanzangepassten Übertragungsweges. Ein Analogon in der Optik ist die Transmission eines monochromatischen Lichtstrahls mit der Wellenlänge λ durch zwei Medien mit stark unterschiedlichen Brechungsindizes n_0 und n_2 , an deren Grenzschichten das Licht reflektiert wird. Um den Lichtstrahl quasi verlustfrei zu übertragen, ist ein Zwischenmedium nötig, dessen Brechungsindex sich aus $n_1 = \sqrt{n_0 \cdot n_2}$ ergibt und dessen optische Dicke einem Vielfachen von $\lambda/4$ des Lichts beträgt, wodurch eine Antireflexbeschichtung entsteht.

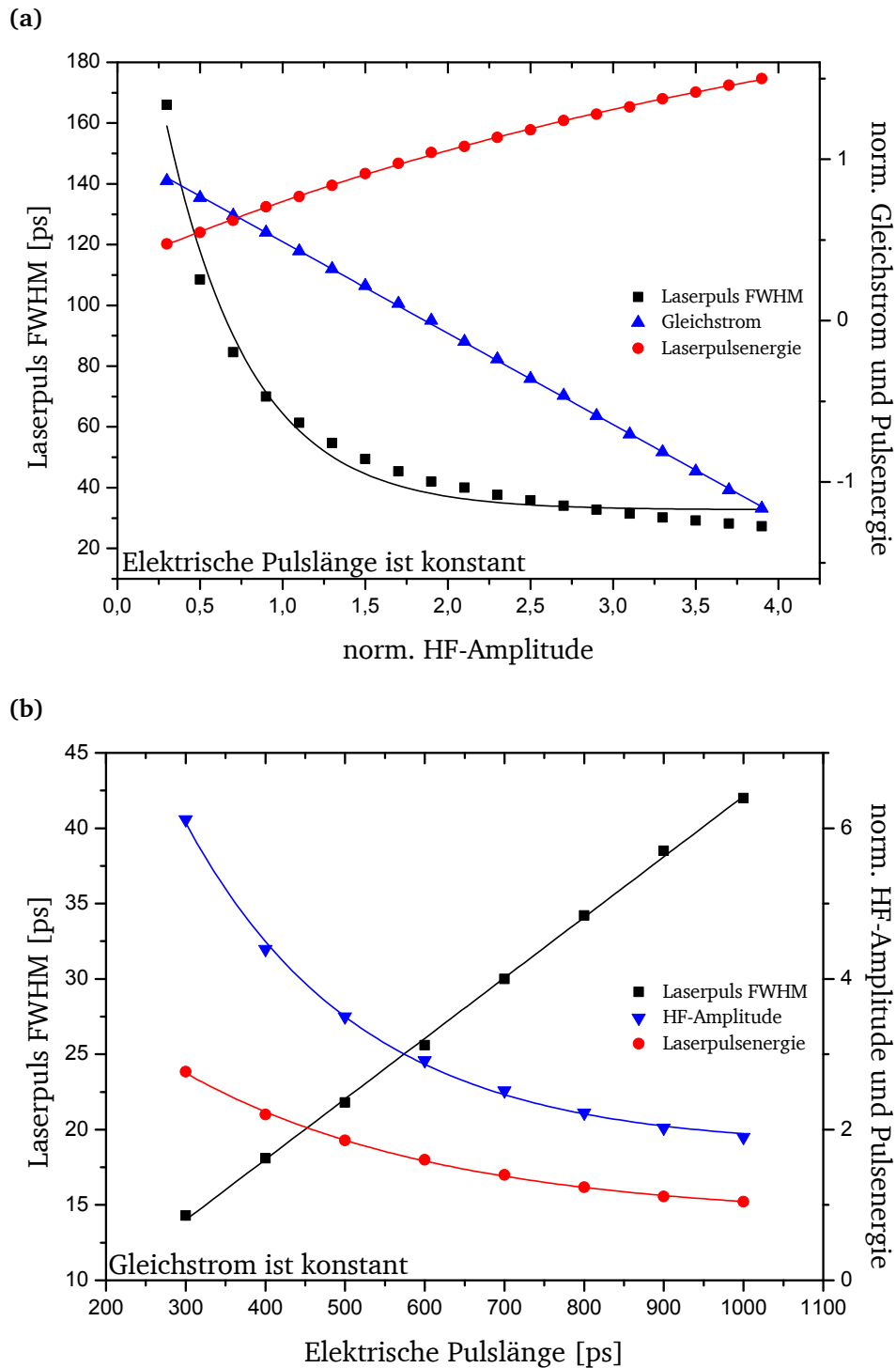


Abbildung 4.6: (a) FWHM und Energie eines einzeln erzeugten Laserpulses in Abhängigkeit der HF-Amplitude mit geeignet gewähltem DC eines 1 ns langen rechteckigen Pumpulses. [Esp16]
 (b) Abhängigkeit der Laserpulslänge und -energie bei dazugehöriger HF-Amplitude und Null DC in Abhängigkeit von der Länge des elektrischen Pumpulses. [Esp16]

Zur qualitativen Beschreibung der frequenzabhängigen Impedanz eines Bauteils wird die S-Matrix verwendet. In der Hochfrequenztechnik kommen zu deren Bestimmung Netzwerkanalysatoren zum Einsatz [Hie06]. Diese besitzen üblich zwei Ports, daher auch als Zweitore bezeichnet, die ein breites Frequenzspektrum senden und empfangen können. Auf diese Weise kann das Frequenzverhalten von Bauteilen, die zwischen den beiden Ports eingebaut sind, untersucht werden. Die S-Matrix besitzt für ein Zweitor folgende Form:

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Die vier komplexwertigen S-Parameter beschreiben das Amplitudenverhältnis der am Anschluss j auslaufenden Welle Ψ_j zu der am Anschluss i einlaufenden Welle Ψ_i . Ihr Betragsquadrat ergibt das Verhältnis der am Anschluss j ausgekoppelten Leistung $P_{HF,j,aus}$ zu der am Anschluss i eingekoppelten Leistung $P_{HF,i,ein}$.

$$S_{ji}(\nu) = \frac{\Psi_j}{\Psi_i} \quad |S_{ji}(\nu)|^2 = \frac{P_{HF,j,aus}}{P_{HF,i,ein}} \quad (4.23)$$

Die Elemente der S-Matrix mit $i = j$ werden als Reflexionsparameter und Elemente mit $i \neq j$ als Transmissionsparameter bezeichnet.

Üblicher Weise werden die S-Parameter in Dezibel Milliwatt angegeben. Der Leistungspegel L_P beschreibt das Verhältnis der Leistung P_{HF} zu einer Bezugsleistung von 1 mW.

$$L_P = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{HF}}{1 \text{ mW}} \right) \text{ dBm} \quad (4.24)$$

In der Regel werden für Experimente verlustarme Übertragungsstrecken angestrebt. D.h. das Betragsquadrat des Reflexionsparameters $|S_{11}|^2$ soll für eine ideale Impedanzanpassung gegen Null streben bzw. der Leistungspegel der Reflexion im hohen negativen Bereich liegen. Soll die Leistung vollständig übertragen werden, strebt das Betragsquadrat des Transmissionsparameters $|S_{21}|^2$ gegen 1, bzw. der Leistungspegel der Transmission gegen 0 dBm. Wird Wert darauf gelegt, dass die HF-Leistung von einem Bauteil innerhalb der Übertragungsstrecke aufgenommen bzw. absorbiert wird, sollen sowohl $|S_{11}|^2$ als auch $|S_{21}|^2$ gegen Null streben.

Die Bestimmung der Frequenzverhalten eines HF-modulierten Diodenlasersystems und einer HF-Deflektorkavität werden in den Kapiteln 4.3.3 und 6.2.3 vorgestellt.

4.2.2 Modenkopplung

Im cw-Betrieb eines Lasers oszillieren zahlreiche Lasermode mit dem Modenabstand $\Delta \nu$ innerhalb der Linienbreite $\delta \nu$, wie im Nettoverstärkungsprofil in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Technik der Modenkopplung basiert darauf, eine feste Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Moden simultan zu erzielen, um ultrakurze Laserpulse im Piko- bis Femtosekundenbereich zu erzeugen.

Mathematische Beschreibung der Pulsformung

Die Superposition von $2i + 1$ Moden ergibt die gesamte elektrische Feldamplitude $E_{ges}(t)$

$$E_{ges}(t) = \sum_{j=-i}^i E_0 e^{2\pi i((\nu_R + j\Delta\nu)t - j\phi)} \quad , \quad (4.25)$$

mit der imaginären Einheit i , der Resonanzfrequenz ν_R und einer konstanten Phasendifferenz zwischen zwei benachbarten Moden ϕ [KS08]. Die einzelnen Modenamplituden E_0 sind hier konstant. Dies gilt näherungsweise nahe der Resonanzfrequenz ν_R unter der Annahme, dass $\Delta\nu \ll \delta\nu$ ist. Gleichung (4.25) lässt sich analytisch ausführen zu

$$E_{ges}(t) = A(t) e^{2\pi i\nu_R t} \quad (4.26)$$

mit der zeitabhängigen Amplitude

$$A(t) = E_0 \frac{\sin((2i + 1)(2\pi\Delta\nu t + \phi)/2)}{\sin((2\pi\Delta\nu t + \phi)/2)} \quad . \quad (4.27)$$

Die Interferenz der Moden führt zu den Zeitpunkten zu einem Puls, in denen das Argument des Sinus im Nenner der Gleichung (4.27) ein ganzzahliges Vielfaches von π annimmt. Die Anzahl der gekoppelten Moden ist dabei ausschlaggebend für die Eigenschaften der entstehenden Pulse, wie in Abbildung 4.7 illustriert.

Die FWHM der Pulse τ_L ist bandbreitenbegrenzt und lässt sich für Rechteckpulse abschätzen mit

$$\tau_L \geq \frac{1}{\delta\nu} \approx \frac{1}{(2i + 1)\Delta\nu} \quad . \quad (4.28)$$

Für andere Pulsformen ergibt das sogenannte Zeit-Bandbreite-Produkt $\tau_L \cdot \delta\nu$ andere Werte, von denen einige in Tabelle 4.2 aufgelistet sind.

Tabelle 4.2: Zeit-Bandbreite-Produkt $\tau_L \cdot \delta\nu$ für verschiedene Pulsformen.

Pulsform	Dichtefunktion	$\tau_L \cdot \delta\nu \geq$
Rechteck	$1; t \leq \delta\tau$ $0; t > \delta\tau$	1
Gauß	$\exp\left(-4\ln(2)\frac{t^2}{\delta\tau^2}\right)$	0,4413
Sekans Hyperbolicus	$\text{sech}^2\left(\frac{1,76t}{\delta\tau}\right)$	0,315

Die Spitzenleistung P_S der Pulse ergibt sich zu

$$P_S \propto (2i + 1)^2 A^2 \quad (4.29)$$

und ist damit um den Faktor $(2i + 1)$ höher im Vergleich zum cw-Betrieb, in dem die Phasen statistisch zueinander verteilt sind, während sich die mittlere zeitliche Leistung unwesentlich ändert.

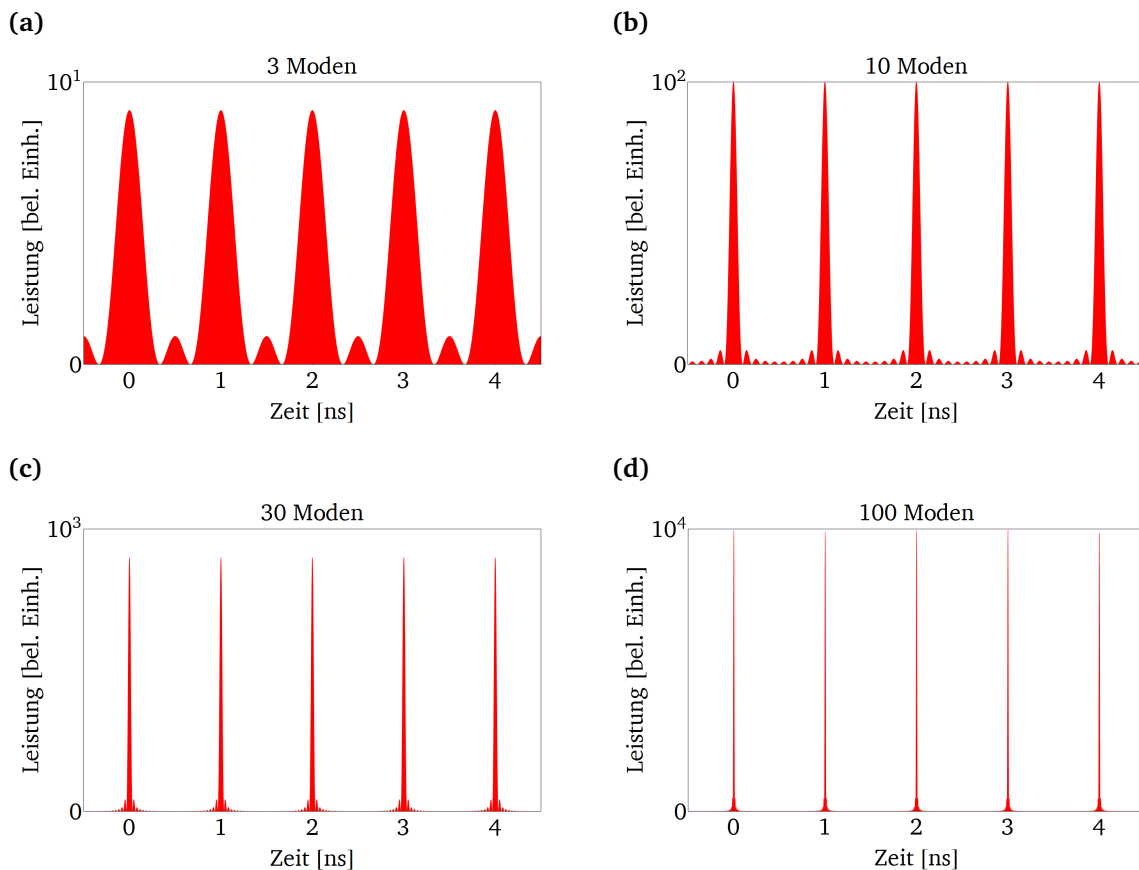


Abbildung 4.7: Erzeugung ultrakurzer Pulse durch Modenkopplung. Aufgetragen sind die zeitlichen Entwicklungen der Laserleistung $P_L \propto A(t)^2$ für unterschiedlich Modenanzahlen i .

Die Repetitionsrate ν_{rep} des Lasers entspricht dem Modenabstand $\Delta\nu$ und wird durch die Länge l_{res} des Resonators bestimmt.

$$\nu_{rep} = \Delta\nu = \frac{c}{2l_{res}} \quad (4.30)$$

Dadurch können mit extrem kleinen Resonatorlängen Repetitionsraten von einigen hundert Gigahertz erzielt werden, während für kleine Repetitionsraten gefaltete Resonatorgeometrien empfehlenswert sind.

Zur Abschätzung der Pulseigenschaften für eine modengekoppelte Laserdiode mit einer externen Resonatorlänge von 5 cm ergibt sich vorweg ein Modenabstand von $\Delta\nu \approx 0,8 \text{ GHz}$ nach Gleichung (4.3). Aus einer Wellenlängenbandbreite von $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ bei einer Mittenwellenlänge von 780 nm ergibt sich die Frequenzbandbreite mit

$$\delta\nu \approx \Delta\lambda \frac{c}{\lambda^2} \approx 1,3 \text{ THz} \quad (4.31)$$

Das Verhältnis aus $\delta\nu/\Delta\nu$ ergibt eine Anzahl von etwa 1600 koppelnden Moden, womit Pulse mit einer FWHM von knapp unter einer Pikosekunde theoretisch möglich sind.

Aktive und passive Modenkopplung

Es existieren verschiedene Methoden, um eine feste Phasenbeziehung zwischen einzelnen Lasermode zu erzeugen, welche sich in aktive und passive Modenkopplungstechniken einteilen lassen.

Die aktive Modenkopplung zeichnet sich durch die Verwendung eines Modulators in den Laserresonator aus, welcher beispielsweise die Resonatorverluste periodisch akusto- oder elektrooptisch variiert [KS70, URL04]. Wird die Modulationsfrequenz der Umlaufzeit im Resonator angepasst, entstehen kurze Laserpulse zu den Zeiten, in denen die Verluste minimal sind. Die Pulsflanken erfahren dabei eine Abschwächung, wodurch die Pulslänge pro Umlauf weiter verkürzt wird. Ein gegenläufiger Effekt kommt durch das begrenzte Verstärkungsprofil des aktiven Lasermediums zustande, welches die spektrale optische Breite und somit die minimal mögliche Pulslänge im Nanosekundenbereich limitiert.

Neben der Amplitudenmodulation kann auch die Phase periodisch variiert werden, beispielsweise durch eine Pockelszelle, welche als eine spannungsgesteuerte Verzögerungsplatte fungiert.

Bei der passiven Modenkopplung werden die Verluste im Resonator nicht aktiv gesteuert, sondern durch die Komponenten im Resonator bestimmt. Erfährt der cw-Anteil des Lasers im Resonator zu jeder Zeit Verluste, während der gepulste Betrieb bevorzugt wird, kann sich der Effekt der Modenkopplung sogar von selbst starten. Dies ist durch den Einsatz von Spiegeln mit integriertem sättigbarem Absorber (SAM) im Resonator möglich. Diese optische Komponente führt bei schwachen Laserleistungen (cw-Anteil) zu konstanten Verlusten im Resonator, wie in Abbildung 4.8 dargestellt. Dagegen kommt es bei starken optischen Feldern (gepulster Anteil) zu einer Sättigung und die Verluste verschwinden. Auf diese Weise können Pulslängen im Bereich von 1 ps erzeugt werden. Durch den Einsatz eines sättigbaren Absorbers, welcher bereits mit sehr kurzen Pulsen betrieben wird, können die Resonatorverluste im Vergleich zu einem elektrooptischen Modulator viel schneller variiert werden.

Für noch kleinere Pulslängen im Femtosekundenbereich wird der Kerr-Linsen-Effekt herangezogen. Dieser nutzt die intensitätsabhängige Brechungsindexänderung nichtlinearer Medien, welche proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke des Laserfeldes ist [AH79, Wag13, Esp16].

4.3 Hochfrequenz-modulierte Diodenlaser

Im folgenden Kapitel wird das im Zuge dieser Arbeit untersuchte Halbleiterlasersystem vorgestellt, das ultrakurze Laserpulse durch den in Kapitel 4.2.1 diskutierten Effekt des Spikings erzeugt. Der Fokus liegt dabei auf der Umsetzung der genannten Anforderungen an das Lasersystem aus Kapitel 3.2.

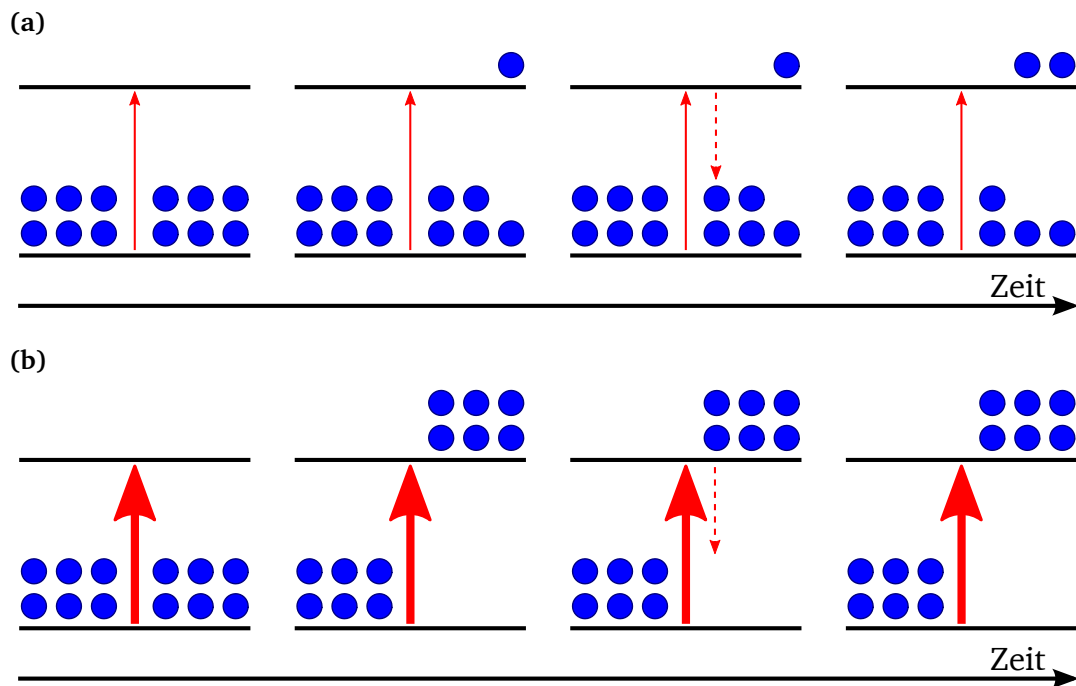


Abbildung 4.8: (a) Atomare Anregung eines sättigbaren Absorbers mit einem schwachen optischen Feld. Einige Atome werden ins obere Niveau angeregt, während das Laserfeld absorbiert wird. Durch stimulierte und spontane Emission bleibt das obere Niveau fast leer und die Verluste konstant.
 (b) Durch starke Anregung wird die Hälfte der Atome ins obere Niveau gehoben, wodurch es zu einer Sättigung kommt. Das nachfolgende Feld erfährt gleich starke Absorption und Verstärkung durch stimulierte Emission und die Verluste verschwinden.

Der experimentelle Aufbau einer Verstärkungsschaltung ist in Abbildung 4.9 schematisch dargestellt. Über einen Bias-Tee wird ein DC-Signal über eine niederfrequenzdurchlässige Spule und eine verstärkte hochfrequente harmonische Schwingung bzw. ein kurzer elektrischer Puls über eine hochfrequenzdurchlässigen Kondensator miteinander kombiniert und zu einer Laserdiode geleitet. Damit die Superposition des DC- und des HF-Stromsignals möglichst verlustarm in die Laserdiode eingespeist wird, muss eine Impedanzanpassung zwischen der $50\,\Omega$ -Leitung und der Laserdiode vorgenommen werden. Die einzelnen Komponenten dieser Verstärkungsschaltung werden in den folgenden Unterkapiteln diskutiert.

Die Vorteile dieser Pulstechnik liegen in der kontrollierbaren Repetitionsrate des Lasers, welche der Repetitionsrate des modulierenden HF-Stromsignals entspricht und der automatischen Synchronisation des Lasers mit allen HF-Bauteilen des S-DALINAC und der Testquelle Photo-CATCH, die mit demselben HF-Signal versorgt werden. Zudem können prinzipiell Laserdioden beliebiger Wellenlänge mit dieser Verstärkungsschaltung gepulst werden, womit für eine neue Generation von GaAs-Photokathoden mit größerer Bandlücke nur die Laserdiode im Versuchsaufbau ausgetauscht werden

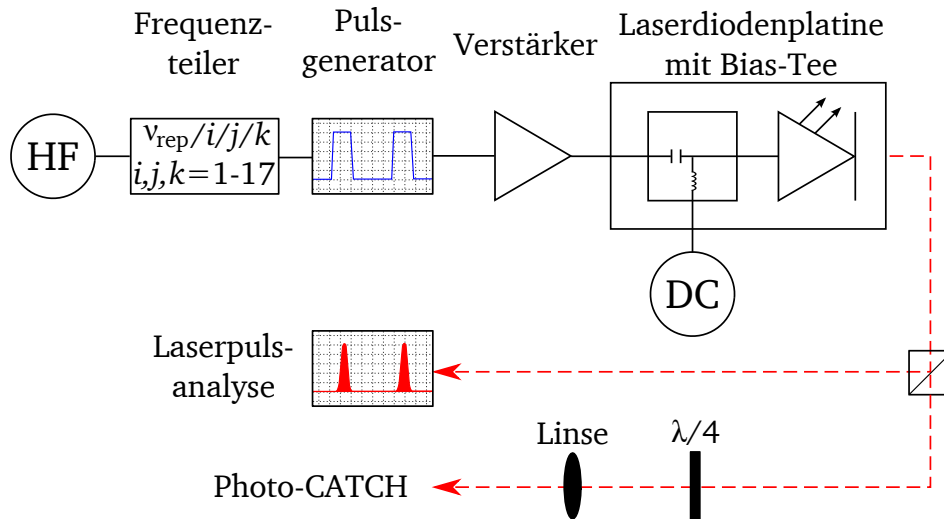


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau des HF-modulierten Diodenlasers. Ein harmonisches HF-Signal von 2,9971 GHz kann durch einen dreifachen (1-17)-Frequenzteiler bis auf etwa 0,61 MHz reduziert werden. Dieses HF-Signal dient als Trigger eines elektrischen Pulsgenerators, der in Kombination mit einem DC den Pumpstrom der Laserdiode moduliert. Die Erzeugten Laserpulse werden zu einem Aufbau zur Charakterisierung der Laserpulse und zur Testquelle Photo-CATCH weiter geleitet. [Esp16]

muss.

Für die Erzeugung polarisierter Elektronen kommen Laserdioden mit einer Wellenlänge von etwa 780 nm zum Einsatz, während für Hochstromexperimente kurzwellige Laserdioden im Bereich von 400 nm verwendet werden (vgl. Kapitel 2.2, S. 6). Tabelle 4.3 listet einige Kenngrößen der verwendeten Laserdioden auf. Dies sind Einmoden-Laser und erfüllen die Bedingung für den Effekt des Spikings, dass die Zerfallsrate des Resonators wesentlich größer ist als die Zerfallsrate des angeregten Zustandes $\gamma_{res} \gg \gamma_2$.

Tabelle 4.3: Mittenwellenlängen, Bandbreiten und typische mittlere Laserleistungen der verwendete Laserdioden.

Laserdiode	Wellenlänge [nm]	Typ. Leistung [mW]
L785P090 [DAT02]	785 ± 10	90
PHR-805T [DAT03]	405 ± 10	150

4.3.1 Variation der Repetitionsrate

Zur Modulation des Stromsignals der Laserdioden wird das harmonische 2,9971 GHz Signal des S-DALINAC verwendet. Damit auch subharmonische Repetitionsraten realisiert werden können, ist in Zusammenarbeit mit der hausinternen Elektronikwerk-

statt ein Frequenzteiler konstruiert worden. Dieser besteht aus drei seriell geschalteten (1-17)-Teilern⁴, die sich durch ein geringes Phasenrauschen und einer hohen Bandbreite bis 6,5 GHz auszeichnen [URL05]. Der Frequenzteiler verfügt neben einem HF-Port für das Eingangssignal über zwei Ausgangsports, die das geteilte Signal zur Verfügung stellen und zueinander invertiert sind. Die erzeugten Signale haben eine rechteckige Form mit steilen Flanken und eignen sich damit als Trigger für Puls-
generatoren. Die einstellbaren Repetitionsraten durch den Frequenzteiler liegen zwischen 2,9971 GHz bis 0,61 MHz, welche Pulsabständen von etwa 333,7 ps bis etwa 1,6 μ s entsprechen.

4.3.2 Hochfrequente Modulationssignale und Verstärker

Zur Modulation der Laserdioden stehen verschiedene HF-Signale zur Verfügung. Zum einen eine harmonische Schwingung mit der Repetitionsrate des S-DALINAC von 2,9971 GHz, welche bereits in den Arbeiten [Esp11, Kai13] verwendet wurde. Darin wurden Laserpulslängen < 50 ps mit 780 nm und 405 nm Laserdioden erzeugt. Die erreichten Spitzenleistung-zu-Untergrund-Verhältnisse lagen bei 10 bis 100 [Wag13].

Die Erzeugung kleinerer Repetitionsraten durch subharmonische Schwingungen der Beschleunigerfrequenz ist von Nachteil, da sie zu dem in den Abbildungen 4.5a-c diskutierten Problem führen, dass mit fallender Repetitionsrate die elektrischen Pumpulse und damit auch die Laserpulse immer länger werden.

Pulsgeneratoren vereinen die Vorteile kurzer elektrischer Pumpulse im Piko- bis Nanosekundenbereich und variabler Repetitionsraten, welche durch das HF-Signal des verwendeten Frequenzteilers getriggert werden. Dieses Prinzip ist in Abbildung 4.5d dargestellt.

Tabelle 4.4 fasst die in dieser Arbeit verwendeten Modulationssignale zusammen. Neben dem harmonischen HF-Signal des S-DALINAC mit seiner hohen Repetitionsra-

Tabelle 4.4: Eigenschaften der Modulationssignale und Pulsgeneratoren.

	Repetitionsrate	Pulslänge	Pulsamplitude
Harmonische S-DALINAC	2,9971 GHz	166,9 ps	+/-
T240 - Bereich 1 [DAT04]	(0-125) MHz	100 ps - 2,5 ns	+/-
T240 - Bereich 2 [DAT04]	(0-50) MHz	250 ps - 25 ns	+/-
EPG-Prototyp [DAT05]	(0-5) GHz	50 ps	+

te von 2,9971 GHz, stehen zwei Pulsgeneratoren zu Verfügung, von denen einer sich durch eine breite Variation der Breite der elektrischen Rechteckpulse von 100 ps bis 25 ns auszeichnet und der andere gaußförmige elektrische Pulse mit 50 ps Länge zur Verfügung stellt.

⁴ Hittite, HMC705LP4(E) 6,5 GHz programmable divider N=1-17

Das Modulationssignal wird anschließend verstärkt, bevor es zur Laserdiode geleitet wird. Die verwendeten Verstärker sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Für harmo-

Tabelle 4.5: Eigenschaften der Verstärker.

Verstärker	Bandbreite	Max. Leistung	Invertierung
BLMA 3000-50 [DAT06]	2,977 GHz	38 dBm	nein
DR-AN-20-HO [DAT07]	100 kHz - 20 GHz	24 dBm	nein
10W1000B [DAT08]	500 kHz - 1 GHz	> 40 dBm	ja

nische Signale eignen sich Schmalbandverstärker mit hoher Verstärkung, wie den BLMA 3000-50, während für kurze elektrische Pulse, die aus einer Vielzahl hochfrequenter Schwingungen bestehen, breitbandige Verstärker benötigt werden. Die begrenzte Bandbreite der Verstärker limitiert die minimale Pulslänge, die sie ausgeben können (vgl. Gleichung (4.28), S. 34). Abbildung 4.10 veranschaulicht dies anhand der Verbreiterung eines 50 ps langen Rechteckpulses durch den Verstärker 10W1000B, dessen maximale Bandbreite von etwa 1 GHz somit minimale Pulslängen um 1 ns erzeugt. Der Verstärker DR-AN-20-HO zeichnet sich im Vergleich dazu durch seine hohe Bandbreite aus, weist aber auch eine geringere Verstärkung auf.

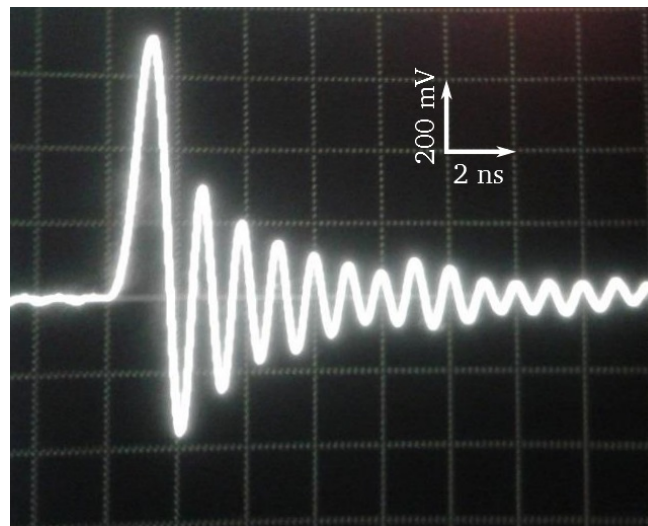


Abbildung 4.10: Antwortsignal des bandbreitebegrenzten Verstärkers 10W1000B auf den 50 ps langen Rechteckpuls des EPG-Prototypen. Die FWHM des elektrischen Pumpimpulses vergrößert sich somit auf (881 ± 1) ps.

Zu beachten ist, dass die Verstärker mit zusätzlichen Zirkulatoren vor rücklaufenden Signalen geschützt werden müssen, sofern diese nicht bereits integriert sind.

4.3.3 Impedanzanpassung zur Laserdiode

Ausgehend vom diskutierten Prinzip der Impedanzanpassung in Kapitel 4.2.1 existieren verschiedene experimentelle Umsetzungen eines impedanzangepassten Übertra-

gungsweges zur Laserdiode in Abhängigkeit der Form des Modulationssignals.

Für hochfrequente harmonische Schwingungen kommen Stub Tuner, auch als Lecher-Leitung bezeichnet, zum Einsatz. Dies sind Hohlleiter, deren Volumen durch mehrere herausziehbare Stäbe variiert werden kann und dadurch eine Veränderung der Impedanz erzielt [ZB95]. Prinzipiell besteht eine Lecherleitung aus zwei parallelen Drähten bestimmter Länge. Die Enden der Drähte sind dabei entweder offen oder miteinander verbunden. Abhängig von der Frequenz der eingespeisten Welle bilden sich längs der Leitungen stehende Wellen aus, die keine Energie transportieren, wodurch nicht die vollständige Leistung vom HF-Generator zur Last übertragen werden kann. Durch Herausziehen der Stäbe am Stub Tuner verändern sich die Längen der Drähte der Lecherleitung und damit die Reaktanz. Auf diese Weise kann die Ausbildung einer stehenden Welle für ein eingespeistes harmonisches Signal mit einer bestimmten Frequenz teilweise bis ganz vermieden werden, was dem Analogon der Antireflexbeschichtung aus Kapitel 4.2.1 entspricht, welche eine Dicke von $\lambda/4$ aufweisen muss, um die Reflexion zu minimieren. In einem elektronischen Ersatzschaltbild wird dies durch Parallel- oder Serienschaltungen von Kapazitäten oder Induktivitäten erreicht.

Der im Experiment verwendete Stub Tuner weist einen reflektierten Anteil des Signals von $(0,10 \pm 0,01)\%$ der Ausgangsleistung auf. Der Stub Tuner selbst dämpft allerdings das Signal, so dass insgesamt $(82,20 \pm 0,01)\%$ der Leistung verwendet werden können [Esp11].

Je kürzer ein elektrischer Puls ist, desto größer wird seine Bandbreite an Frequenzen, aufgrund derer zur Signalübertragung eine breitbandige Impedanzanpassung nötig ist. Dies ist möglich durch den Einsatz mehrerer nachgeschalteter Stub Tuner, deren Hohlräume auf verschiedene Frequenzen abgestimmt sind. Allerdings kommt es bei einem solchen Aufbau zu einer großen Dämpfung des Signals, die mit größerer Bandbreite weiter zunimmt, weswegen immer ein Kompromiss zwischen nutzbarer HF-Leistung und Bandbreite eingegangen werden muss. Es empfiehlt sich eine Impedanzanpassung bestehend aus kompakten elektrischen Bauelementen auf einer Leiterplatte, also Widerständen, Spulen und Kondensatoren. Diese werden praktischer Weise mit einem Bias-Tee kombiniert.

Abbildung 4.11 zeigt die zwei getesteten Schaltpläne der Laserdiodenplatte. In diesen ist ein Bias-Tee integriert mit zwei 100 nF Kondensatoren für den HF-Teil und einer dissipativen Spule⁵ für den DC-Teil des Stromsignals. Insgesamt besitzt die Platine einen DC-Port und zwei HF-Ports. Zur Stromversorgung der Laserdiode in Vorwärtsrichtung sind die Pins 1 und 2 einer Pin Strip Leiste mit einem Jumper verbunden, während Pin 3 auf Masse gelegt wird. Zum einfachen Ändern des Stroms in Sperrrichtung, wie in Kapitel 4.2.1 diskutiert, wird der Jumper auf die Pins 2 und 3 aufgesteckt und Pin 1 auf Masse gelegt. Der HF-Pumpimpuls wird über einen impedanzangepassten Eingangsport zur Laserdiode geleitet. Die durch die Laserdiode

⁵ Murata, BLM18EG601SN1D

transmittierte HF-Leistung wird über einen Ausgangsport von einer passiv gekühlten Last aufgefangen, wodurch die thermische Energiezunahme der Laserdiode samt Platine vermindert wird. Ein weiterer Vorteil der Verwendung von zwei HF-Ports liegt in der Möglichkeit elektrische Pumppulse sowohl mit positiver als auch mit negativer Amplitude zur Laserdiode leiten zu können. Im Falle von Pulsen mit negativen Amplituden müssen dazu nur die Anschlüsse der beiden HF-Ports vertauscht werden.

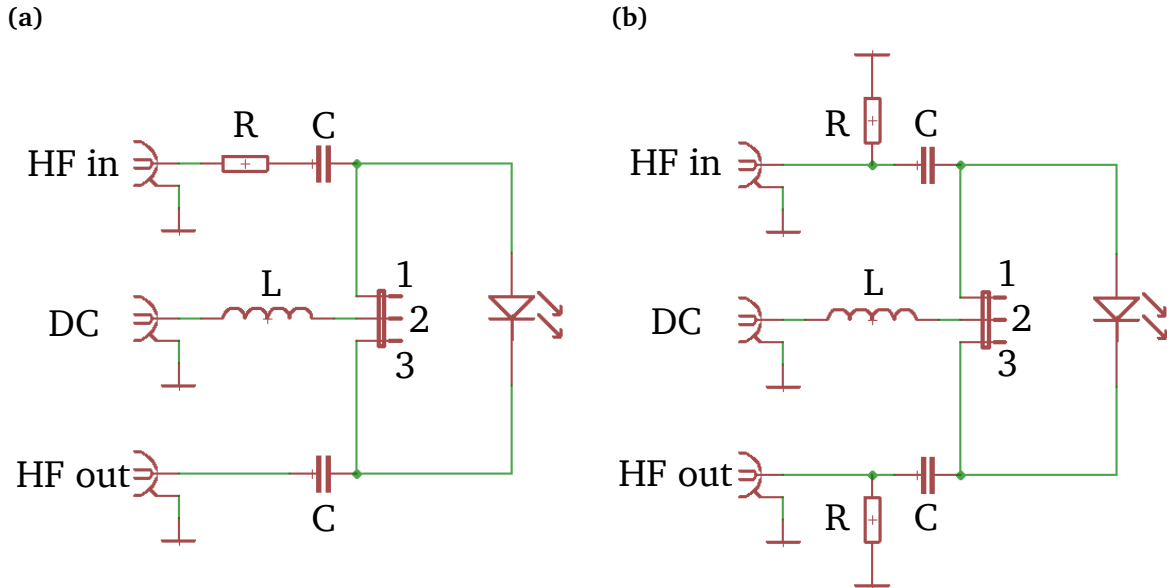


Abbildung 4.11: (a) Schaltung der Laserdiodenplatine bestehend aus einem Bias-Tee mit einem $50\,\Omega$ -Widerstand in Reihe zur Impedanzanpassung. (b) Schaltung mit zwei parallelen $50\,\Omega$ -Widerständen an den HF-Ports zur Impedanzanpassung.

Zur Impedanzanpassung kommen $50\,\Omega$ -Widerstände⁶ zum Einsatz, die für Leistungen bis 20 W und Frequenzen bis 4 GHz ausgelegt sind. Die erste Platinenkonfiguration in Abbildung 4.11a nutzt einen dieser Widerstände in Reihe vor dem ersten Kondensator, damit die $50\,\Omega$ -Zuleitung der HF zum Gesamtwiderstand der Platine, bestehend aus der Summe des $50\,\Omega$ -Widerstands und die niederohmigen Laserdiode, angepasst ist. Dies hat sich im Experiment nachteilig ausgewirkt, da die verstärkten Pumppulse mit hohen HF-Spitzenleistungen die Zerstörschwelle des Widerstandes schnell überschritten haben.

Die zweite Platinenkonfiguration in Abbildung 4.11b nutzt dagegen zwei parallele Widerstände vor den Kondensatoren, womit die Widerstände nur einem Bruchteil der HF-Leistung standhalten müssen und auch mehr umgesetzte Laserleistung der Laserdiode beobachtet werden konnte, womit diese Schaltung für weitere Experimente zum Einsatz kam.

⁶ Mouser, CHF1206CNT500LW

Zur Untersuchung des Frequenzgangs sind die beiden HF-Ports der Laserdiodenplatine an einem Netzwerkanalysator⁷ angeschlossen worden, wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist. Der gemessenen S-Parameter S_{11} und S_{21} geben die an der Laserdiodenplatine zurückreflektierte und ungenutzte transmittierte Leistung wider, mit denen die Absorption der HF-Leistung bestimmt werden kann. Es zeigt sich, dass nur ein geringer Teil der Leistung durch die Laserdiodenplatine ungenutzt hindurchgeht, es allerdings zu hohen Reflexionen kommt. Beim Absorptionsspektrum muss beachtet werden, dass die Platine sowie die Laserdiode als Antennen fungieren können, die Leistung in den Raum abstrahlen. Zudem wird ein Teil der Leistung in Wärme umgewandelt. Daher entspricht dieses Spektrum nicht dem Leistungsspektrum, welches die Laserdiode effektiv in Laserlicht umsetzen kann und dient daher nur zur Abschätzung der tatsächlich in die Laserdiode einspeisbaren Frequenzen.

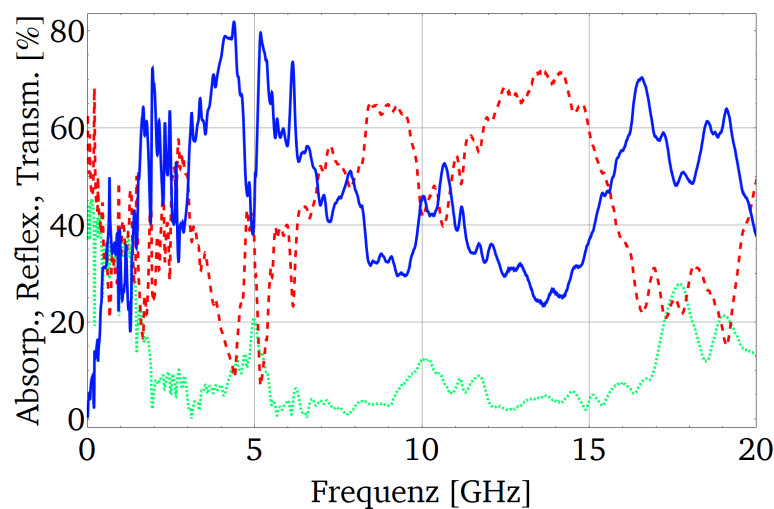


Abbildung 4.12: Frequenzverhalten der Laserdiodenplatine aus Abbildung 4.11b. Aus dem Reflexionsspektrum $|S_{11}(\nu)|^2$ an der Platine (rot gestrichelte Linie) und dem durch die Platine ungenutzt transmittierten Spektrum $|S_{21}(\nu)|^2$ (grün gepunktete Linie) ergibt sich das Absorptionsspektrum (blau durchgezogene Linie) der Laserdiodenplatine mit $1 - |S_{11}(\nu)|^2 - |S_{21}(\nu)|^2$.

Um die tatsächliche HF-Modulierbarkeit der Laserdiode zu prüfen, ist das Frequenzspektrum des ersten Ports des Netzwerkanalysators durch den breitbandigen 30 dB-Verstärker DR-AN-20-HO zur Laserdiodenplatine geleitet worden, wo es zur teilweisen Umwandlung der HF-Leistung in optisches Laserlicht kommt. Das entstehende Lasersignal wird daraufhin von einem schnellen Photodetektor⁸ in elektrische Signale umgewandelt und zum zweiten Port des Netzwerkanalysators geleitet. Der S_{21} -Parameter entspricht in dieser Messung daher der von der Laserdiode optisch umgesetzten Leistung aus dem elektrischen HF-Signal. Ein bei geblocktem Laser gemessenes S_{21} -Frequenzspektrum dient als Normierung, wodurch es zu einem hohen

⁷ Agilent Technologies, N5230A

⁸ New Focus, High Speed Photodetector Model 1004 [DAT09]

Rauschen kommt, allerdings die 0 dB Linie dem Zustand einer ausgeschalteten Laserdiode entspricht. Abbildung 4.13 zeigt das in Laserlicht umgesetzte und normierte Frequenzspektrum der Laserdiode. Bei dieser Messung wird mit einem DC die Laserschwelle überwunden, damit die eingespeiste HF-Leistung maximal in Laserlicht umgesetzt werden kann, welche der Photodetektor wiederum misst. In den Frequenzbereichen von (0,2-1,6) GHz und (2,3-4,3) GHz scheint es zu einer hohen Konversion des 30 dB verstärkten HF-Signals in Laserlicht zu kommen und bis zu etwa 8,8 GHz kann noch eine Verstärkung von 10 dB verzeichnet werden. Frequenzen ab etwa 10,5 GHz können nicht mehr effektiv in die Laserdiode eingespeist werden. Diese scheinen beim Vergleich mit dem Absorptionsspektrum aus Abbildung 4.12 von der Laserdiodenplatine thermisch umgewandelt oder in den Raum abgestrahlt zu werden.

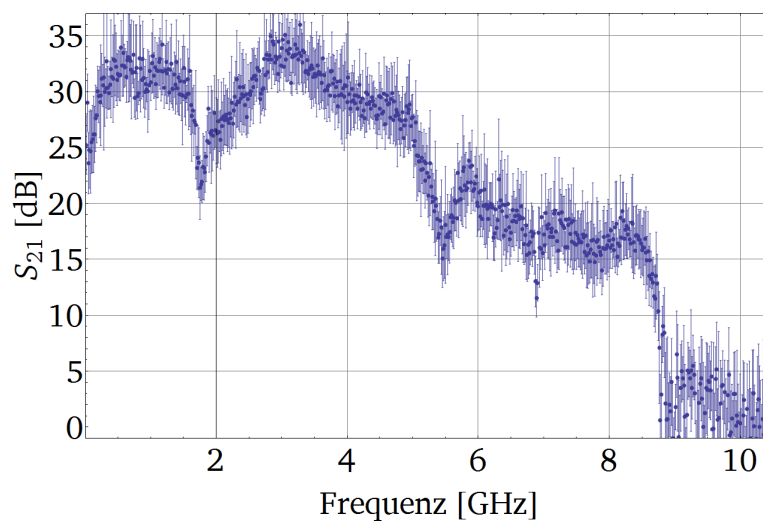


Abbildung 4.13: Erzeugtes optisches Frequenzspektrum, durch Strommodulation der Laserdiode L785P090 mit einem 30 dBm elektrischen Frequenzspektrum.

Die Bandbreite des optischen Frequenzspektrums der Laserdiode führt für die aktuelle Impedanzanpassung der Laserdiodenplatine zu dem Schluss, dass die elektrischen Pulslängen der Pulsgeneratoren nicht kleiner als $1/4,3 \text{ GHz} \approx 233 \text{ ps}$ sein sollen, damit die HF-Leistung effektiv in optisches Laserlicht umgewandelt wird.

4.3.4 Signalanalyse der Laserpulse

Bei der Vermessung von Laserpulslängen müssen die Komponenten der Signalanalyse, hier bestehend aus einem Photodetektor⁹ und einem schnellen Oszilloskop¹⁰, genau betrachtet werden, um auf die reale Form und Länge der Pulse Rückschlüsse ziehen zu können.

⁹ New Focus, High Speed Photodetector Model 1004 [DAT09]

¹⁰ Tektronix, CSA803, Modul SD 32 [DAT11]

Zur Analyse des Lasersignals werden die erzeugten Laserpulse über ein Einmoden-Glasfaserkabel zum fasergekoppelten Photodetektor geleitet, der die optischen Pulse in elektrische übersetzt, welche vom Oszilloskop verarbeitet werden können. Die minimale messbare Pulslänge $\tau_{L,min}$ der Signalanalyse ist auf $(19,6 \pm 1,0)$ ps bestimmt worden [Esp11]. Mit dieser Auflösung können aus den gemessenen Pulslängen $\tau_{L,gem}$ die realen Pulslängen τ_L bestimmt werden unter der Annahme, dass die Pulse gaußförmig sind:

$$\tau_L = \sqrt{(\tau_{L,gem})^2 - (\tau_{L,min})^2} \quad (4.32)$$

Diese Korrektur wirkt sich am stärksten auf Pulslängen nahe der Auflösungsgrenze aus, welche dadurch größere Unsicherheiten aufweisen.

Eine Verlängerung der Laserpulse kommt zudem durch dispersive Effekte in der Glasfaser zustande. Typische Größen für Dispersionsparameter von Einmoden-Glasfasern liegen in der Größenordnung von $(10 - 100)$ ps/nm/km [DAT10], was bei einer Mittenwellenlänge von 780 nm einer Gruppengeschwindigkeitsdispersion GVD von etwa $-3,2$ fs²/mm bis $-32,3$ fs²/mm entspricht. Durch Einsetzen dieser Größen in die Gleichung [DR06]

$$\tau_{L,disp} = \frac{\sqrt{\tau_L^4 + 16 \cdot \ln(2)^2 \cdot GVD^2 \cdot l^2}}{\tau_L}, \quad (4.33)$$

mit der Ausgangspulslänge τ_L und der Länge der Glasfaser l , lässt sich die dispersiv vergrößerte Pulslänge $\tau_{L,disp}$ berechnen. Für ein 1 m langes Glasfaserkabel und einer Ausgangspulslänge von 1 ps kommt es zu einer maximalen Verbreiterung von etwa 4 fs, womit der dispersive Effekt der Glasfaser bei der Signalanalyse vernachlässigt werden kann. Der dispersive Effekt wird erst zu kürzeren Pulslängen relevant, z.B. kommt es bei einer Ausgangspulslänge von 530 fs zu einer Verbreiterung von 5%.

4.3.5 Untersuchung des Spiking-Effekts

Nachdem der experimentelle Aufbau, bestehend aus den HF-Signalquellen und Puls-generatoren, den Frequenzteiler, den Verstärkern, der impedanzangepassten Laserdiodenplatine sowie die Signalanalyse in den vorherigen Unterkapiteln diskutiert worden ist, behandelt dieses Unterkapitel die experimentelle Prüfung des in Kapitel 4.2.1 vorhergesagten Verhaltens des Diodenlasers und den Effekt des Spikings.

Abbildung 4.14a zeigt die Charakterisierung einzelner lorentzförmiger Laserpulse, die durch etwa 881 ps lange elektrische Pumpulse (vgl. Abbildung 4.10, S. 40) mit dem EPG-Prototyp Pulsgenerator und dem Verstärker 10W1000B für eine größtmögliche HF-Amplitude bei kleinstmöglicher elektrischer Pulslänge generiert werden. Durch geeignete Einstellung des DC, der sich durch die Überlagerung mit dem HF-Signal nicht zuverlässig ermitteln lässt, ist die Bildung weiterer subsequenter Pulse vermieden worden. Die eingezeichneten Messunsicherheiten beziehen sich auf die systematischen Messabweichungen der Signalanalyse, die, wie in Kapitel 4.3.4 diskutiert, durch die Auflösung der Photodiode und des Oszilloskops zustande kommt.

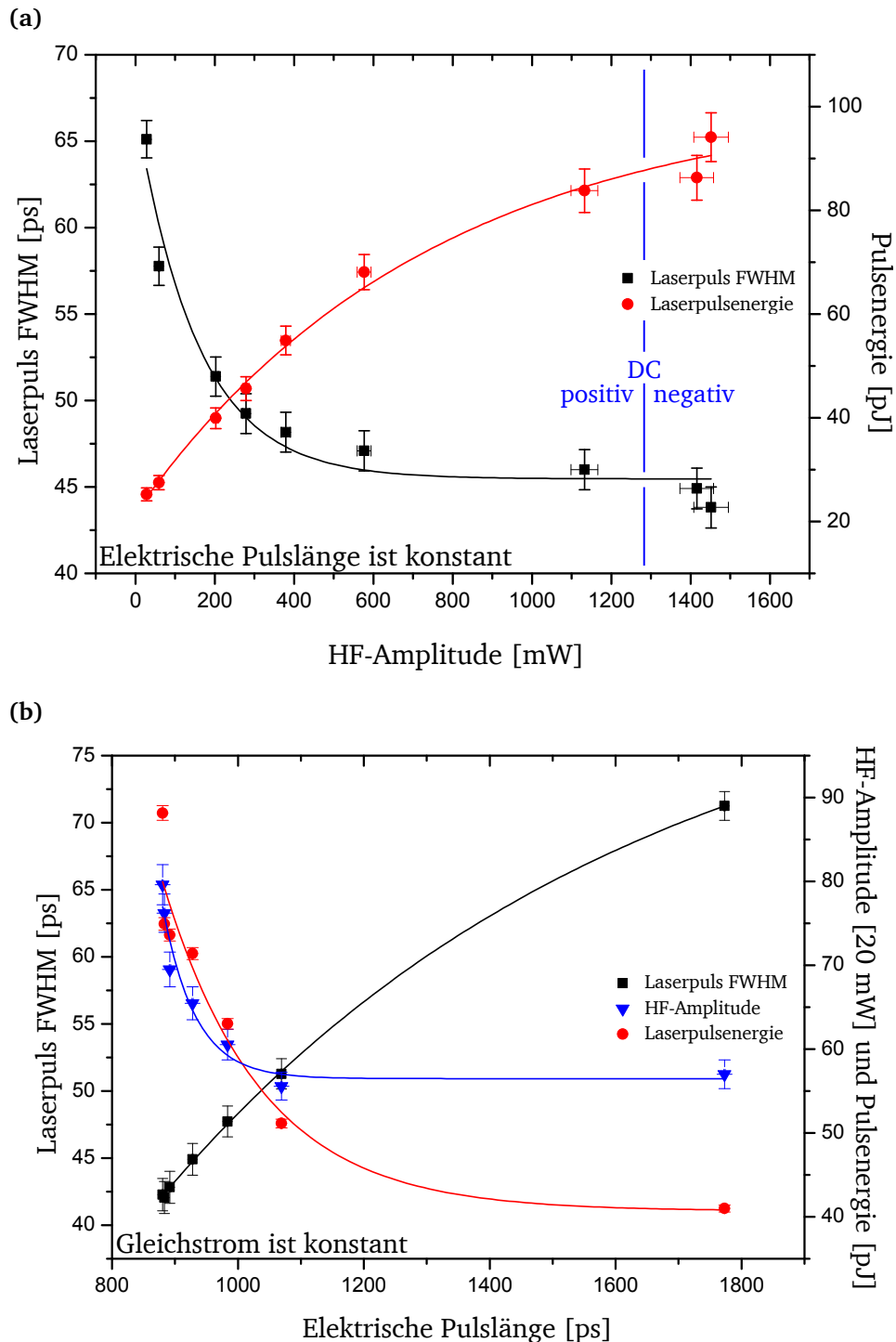


Abbildung 4.14: (a) FWHM und Energie eines einzeln erzeugten Laserpulses in Abhängigkeit der HF-Amplitude mit geeignet gewähltem DC eines 881 ps langen gaußförmigen Pumpulses, der mit dem EPG-Prototyp Puls-generator und dem Verstärker 10W1000B generiert wird. [Esp16]
 (b) Abhängigkeit der Laserpulslänge und -energie bei dazugehöriger HF-Amplitude und konstant negativen DC in Abhängigkeit von der Länge des elektrischen Pumpulses. [Esp16]
 Die Repetitionsrate bei beiden Messungen beträgt 10,09 MHz.

Nicht eingezeichnet ist die Messunsicherheit der subjektiven Beurteilung, bei welchen Einstellungen der HF-Amplitude und des DC einzelne Laserpulse ohne nachschwingenden Untergrund erzeugt werden. Vergleichend mit den theoretischen Vorhersagen aus Abbildung 4.6a lässt sich bestätigen, dass bei konstanter elektrischer Pumpimpulslänge durch höhere elektrische HF-Leistungen und höherem negativen DC immer kürzer werdende Laserpulse mit höheren Laserpulsenergien durch den Effekt des Spikings erreichen lassen. Das Anlegen eines DC in Sperrrichtung zur Laserdiode führt zudem zu einer starken Unterdrückung bzw. Vermeidung des Laseruntergrundes. Bei steigender HF-Leistung mit entsprechend fallenden DC verhält sich die FWHM der Laserpulse exponentiell fallend, während die Pulsenergie exponentiell steigt. Die FWHM der Laserpulse scheint bei noch höheren HF-Leistungen in einem Bereich zwischen (40-45) ps zu konvergieren.

Abbildung 4.14b zeigt die Charakterisierung einzelner lorentzförmiger Laserpulse bei unterschiedlichen Längen der elektrischen Pumpimpulse, die durch den Pulsgenerator T240 und den Verstärker 10W1000B generiert werden. Der DC bei dieser Messung ist konstant und in Sperrrichtung zur Laserdiode angelegt, wodurch der Laseruntergrund stark unterdrückt wird. Auch hier lassen sich die theoretischen Vorhersagen aus Abbildung 4.6b bestätigen, dass mit fallenden Längen der HF-Pumpimpulse und dazu exponentiell steigenden HF-Leistungen, die FWHM der Laserpulse exponentiell abnimmt und deren Pulsenergie auch exponentiell zunimmt. Durch Extrapolation der Anpassungsgeraden auf eine FWHM der Laserpulse von 0 ps ergibt sich eine benötigte elektrische Pumpimpulslänge von etwa 350 ps. Dies dient allerdings nur als Abschätzung, da die minimal mögliche FWHM der Laserpulse wahrscheinlich schon früher erreicht wird und sättigt. Dies könnte mit einem sehr starken HF-Verstärker erreicht werden, der mindestens eine Bandbreite von etwa 2,86 GHz aufweist.

Die minimale zur Verfügung stehende elektrische Pumpimpulslänge bei ausreichender HF-Leistung liegt mit dem Verstärker 10W1000B bei etwa 881 ps. Der Verstärker DR-AN-20-HO ist mit seiner hohen Bandbreite in der Lage auch kürzere Pumpimpulse bis etwa 50 ps zur Laserdiode leiten zu können, allerdings ist die maximale HF-Leistung zu begrenzt um ohne positiven DC bzw. ohne Laseruntergrund einzelne Laserpulse zu erzeugen.

Neben der Abhängigkeit des Verhaltens der Laserdiode von den zuvor genannten Parametern zeigt Abbildung 4.15 den Einfluss der durch den Frequenzteiler variablen Repetitionsrate auf die mittlere zeitliche Laserleistung des Diodenlasers. Es werden auch bei dieser Messung einzelne Laserpulse mit einer FWHM von (45-50) ps durch 881 ps lange elektrische Pumpimpulse erzeugt und der optische Untergrund wird durch einen negativen DC unterdrückt. Eine lineare Zunahme der Laserleistung zur Repetitionsrate wäre zu erwarten, allerdings zeigt sich ab einer Repetitionsrate von etwa 7,5 MHz eher ein exponentieller Verlauf. Eine Erklärung dafür liefert Abbildung 4.5, in der die Elektronendichte im Halbleiter bei hohen Repetitionsraten nicht mehr auf Null zurückfällt, bevor der nächste elektrische Pumpimpuls sie wieder zur Laserschwelle aufbaut. Dadurch wird mehr Energie im System der Laserdiode zwischen den Pumpimpulsen gespeichert, die sich bei dem Effekt des Spikings in Laserpulse mit höheren

Pulsenergien und damit höheren Laserleistungen konvertiert.

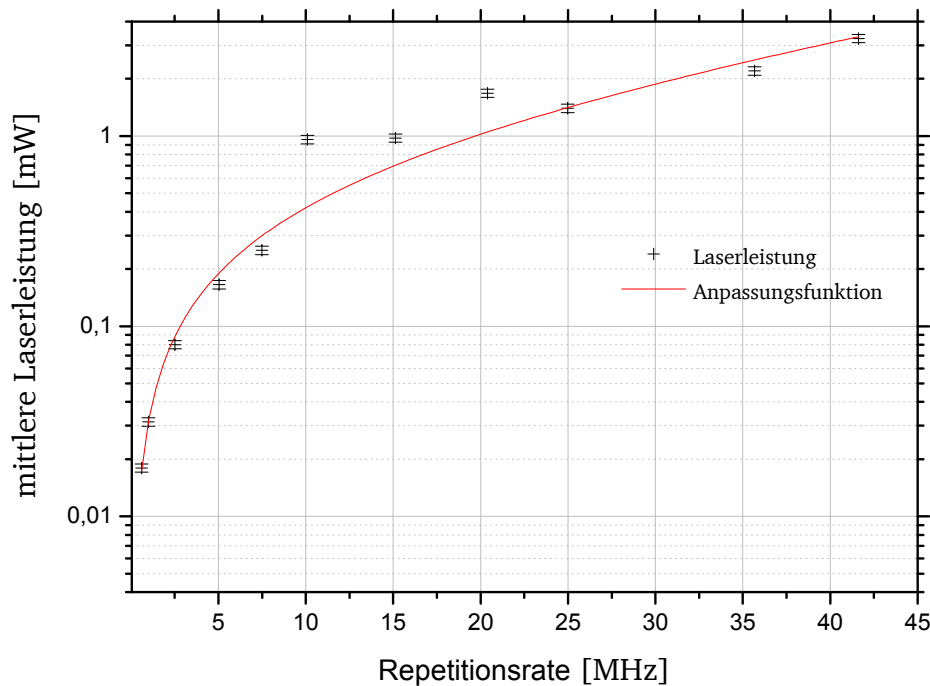


Abbildung 4.15: Mittlere Laserleistung der HF-modulierten Laserdiode L785P090 über der Repetitionsrate. Die elektrischen Pumpimpulse haben eine Länge von 881 ps, die mit dem T240-Pulsgenerator und dem Verstärker 10W1000B generiert werden. Die damit erzeugten Laserpulse weisen alle eine FWHM von etwa (45-50) ps auf.

4.3.6 Untersuchung des Einschwingverhaltens

Neben der Modulierbarkeit der Laserdioden ist auch deren Einschwingverhalten untersucht worden. Abbildung 4.16a zeigt einen mit einem Oszilloskop gemessenen Laserpuls, der durch einen 2,89 ns langen elektrischen Pumpimpuls und einem positiven DC bei einer Repetitionsrate von etwa 10 MHz erzeugt wurde.

Die Laserpulsform zeigt das in Kapitel 4.2.1 diskutierte Verhalten einer gedämpften Schwingung. Anhand des vermessenen Einschwingverhaltens ist die Pulsform nach Gleichung (4.18) simuliert worden, wie in Abbildung 4.16b dargestellt, indem die Amplituden der ersten drei Maxima und Minima sowie deren zeitliche Abstände zueinander gemessen worden. Somit ist es möglich, einige der Laserparameter zu berechnen, die in Tabelle 4.6 aufgelistet sind. Typische Materialkonstanten und Größen von Laserdioden sind aus Tabelle 4.1 entnommen worden und dienen lediglich als Abschätzung, darunter die Reflektivität der Resonatorgrenzflächen sowie der Brechungsindex und Absorptionskoeffizient von reinem GaAs. Die exakten Parameter des Laserchips von der Firma ADI Diodes konnten nicht in Erfahrung gebracht werden. Allein die Chipgröße von $300\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$ ist unter einem Mikroskop genau bestimmt worden, wie in Abbildung 4.17 zu sehen ist. Die Brechungsindizes und die Absorp-

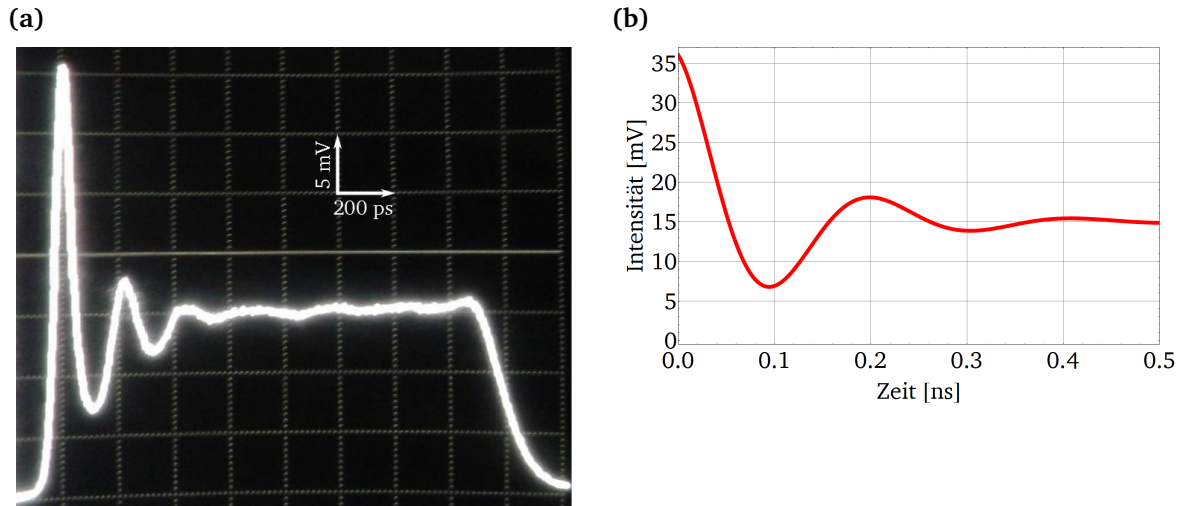


Abbildung 4.16: (a) Aufnahme des Einschwingverhaltens der gepulsten Laserdiode L785P090. Die 2,89 ns langen elektrischen Pumpimpulse sind mit dem T240-Pulsgenerator und dem Verstärker 10W1000B generiert worden.
(b) Berechnung des Verlaufs des Einschwingverhaltens der Laserdiode nach Gleichung (4.18).

tionskoeffizienten von reinem GaAs und dem dotierten Laserchip sollten sich nicht wesentlich unterscheiden und auch der Einfluss der Reflektivität der Laserchipgrenzflächen auf die Resonatorzerfallsrate ist durch die logarithmische Abhängigkeit recht gering.

Tabelle 4.6: Experimentell bestimmte Parameter der Laserdiode L785P090.

Normierte Pumprate	$r_p = (1,00020 \pm 0,00001)$
Zerfallsrate des angeregten Zustands	$\gamma_2 = (1,886 \pm 0,168) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
Zerfallsrate des Einschwingvorgangs	$\gamma_{sp}(r_p, \gamma_2) = (9,430 \pm 0,841) \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$
Relaxationsfrequenz	$\omega_{sp}(r_p, \gamma_2) = (3,006 \pm 0,811) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$

γ_{sp} und ω_{sp} , welche die Einhüllende und Kreisfrequenz der gedämpften Schwingung beschreiben, sind von der Zerfallsrate des atomaren Zustandes γ_2 und der Pumprate r_p abhängig und ändern sich bei einer Variation der Parameter des gepulsten Pumpstroms. Die atomare Zerfallsrate γ_2 ist jedoch eine Materialkonstante, womit sich eine Lebensdauer des angeregten Zustandes von $1/\gamma_2 = (53,0 \pm 4,7) \text{ ps}$ ergibt. Diese Berechnung deckt sich mit den aus [WB66] bestimmten Lebensdauern angeregter Zustände von p-dotiertem GaAs von 10^{-8} ps bis 10^{-12} ps .

4.4 Weitere Halbleiterlaserkonzepte mit externer Kavität

Der Fokus dieser Arbeit im Bereich des Lasers zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse ist in Kapitel 4.3 mit der HF-Modulation von Laserdioden und dem Effekt des Spikings diskutiert worden. Dieses Kapitel stellt dazu weitere Diodenlasersysteme mit

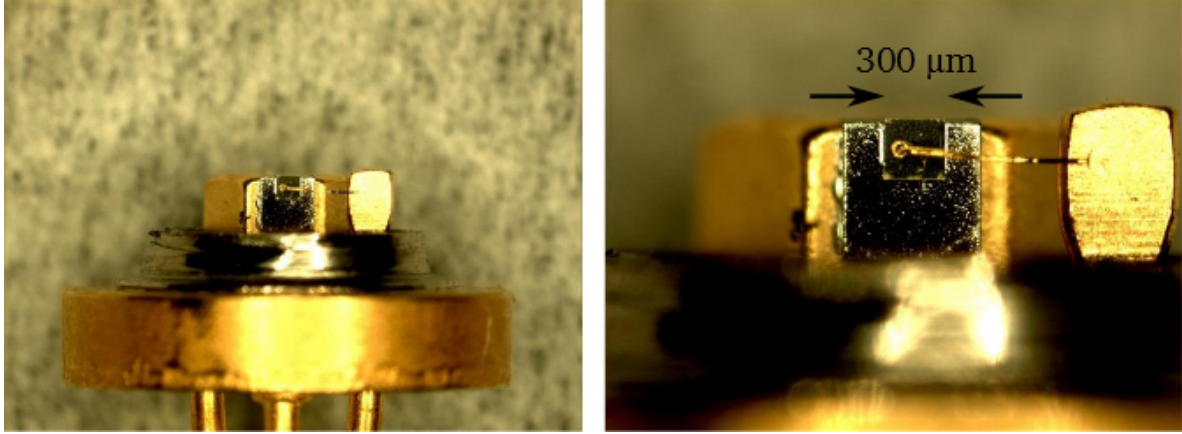


Abbildung 4.17: Mikroskopaufnahmen der Laserdiode L785P090. Der Laserchip weist eine Länge von 300 μm auf.

einer externen Kavität vor, die im Zuge dieser Arbeit untersucht und getestet worden, um den Anforderungen aus Kapitel 3.2 gerecht zu werden.

Eine externe Kavität um einen Diodenlaser besteht aus der hochreflektierenden Rückseite des Laserdiodenchips und einem Auskoppelspiegel oder einem optischen Gitter, der einen Teil des Laserfeldes in die Laserdiode zurück koppelt. Auf diese Weise lassen sich einige Eigenschaften des Lasers beeinflussen. Die Erweiterung des Resonators ermöglicht zusätzlich die Integration weiterer optischer Komponenten, z.B. eine $\lambda/4$ -Platte, die ein modensprungfreies Durchstimmen der Wellenlänge und eine Stabilisierung und Kontrolle der Linienbreite ermöglicht [Fuh12].

4.4.1 Diodenlaser in Littrow-Konfiguration

Dieser Aufbau gleicht dem des HF-modulierten Diodenlasersystems aus Kapitel 4.3, mit dem Unterschied, dass ein zusätzlicher externer Resonator, bestehend aus einem optischen Gitter, um die Diode aufgebaut ist. Bei diesem sogenannten External Cavity Diode Laser (ECDL) wird die erste Beugungsordnung des Laserstrahls vom Gitter zurück in die Laserdiode geleitet, wodurch die Breite des Laserspektrums unter 1 MHz sinkt. Dies hat zwei Ursachen. Zum einen wird aufgrund des frequenzabhängigen Beugungswinkels nur eine einzige Mode im Laserresonator eingekoppelt und verstärkt, wodurch diese alle anderen Moden dominiert. Zum anderen führt die Vergrößerung des Resonators zu einer Reduzierung des Phasenrauschens und damit zu einer geringeren Linienbreite von mehreren Gigahertz auf unter einem Megahertz. Dies kann im Hinblick auf die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen aus GaAs-Photokathoden genutzt werden (vgl. Abbildung 2.4, S. 10). Der mittlere Polarisationsgrad \bar{P} sowie Quanteneffizienz \overline{QE} werden direkt von der spektralen Verteilung des Laserlichts $S(\lambda)$ beeinflusst:

$$\bar{P} = \frac{\int QE(\lambda)P(\lambda)S(\lambda) d\lambda}{\int QE(\lambda)S(\lambda) d\lambda} \quad (4.34)$$

$$\overline{QE} = \frac{\int QE(\lambda)S(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda) d\lambda} \quad (4.35)$$

Durch die reduzierte Linienbreite des Lasers können Wellenlängen, die niedrigere Polarisationsgrade beitragen, vermieden werden, womit die Höhe und Breite des Maximums des Polarisationsgrades einer GaAs-Photokathode exakt bestimmt werden kann.

Die Verwendung eines optischen Gitters ermöglicht zudem die Kontrolle der emittierten Wellenlänge der Laserdiode im Rahmen ihres spektralen Verstärkungsprofils. Durch Verkippen des Gitters wird die erste Beugungsordnung einer anderen Mode in die Laserdiode zurück geleitet, welche daraufhin den Laserprozess dominiert.

Dieses ECDL-System ist in den Arbeiten [Esp11, Esp12, Kai13] mit 405 nm und 785 nm Laserdioden getestet und mit einem harmonischen 2,9971 GHz Signal gepulst worden. Dabei sind Laserpulslängen unter 50 ps erreicht worden, allerdings mit einem niedrigen Spitzenleistung-zu-Untergrund-Verhältnis im Bereich von 10 bis 100 [Wag13]. Neben den Vorteilen des optischen Gitters kommt es durch dieses zu einer Verbreiterung der erzeugten Pulslängen aufgrund der reduzierten Bandbreite und einer Abschwächung der Laserleistung, die von der Effizienz des verwendeten Gitters abhängt und typisch im Bereich von 60%-80% liegt.

4.4.2 Modengekoppelte Diodenlaser

Statt den Laserresonators mit einem optischen Gitter wie in der Littrow-Konfiguration zu erweitern, kann ebenso ein Auskoppelspiegel verwendet werden. Durch Integration eines SAM in die Resonatorgeometrie, wie in Kapitel 4.2.2 diskutiert, ist es möglich eine Modenkopplung des Diodenlasers zu erreichen. In Zusammenarbeit mit [Kai15a] ist dieses gepulste Laserkonzept untersucht worden. Die Resonatorgeometrie ist in Abbildung 4.18 schematisch dargestellt. Der Resonatorlänge beträgt etwa 4 m, woraus nach Gleichung (4.1) eine Repetitionsrate von 75 MHz folgt, also der 40sten Harmonischen der Beschleunigerfrequenz des S-DALINAC. Damit der Aufbau kompakt bleibt, wird der Resonator kreuzförmig gefaltet mit einem polarisierten Strahlteilerwürfel im Zentrum. Die ersten beiden Verzögerungsplatten sorgen für eine maximale Transmission durch den Strahlteiler. Durch die dritte Verzögerungsplatte kann der Anteil an ausgekoppelter Leistung aus dem Resonator kontrolliert werden.

Damit eine passive Modenkopplung erreicht werden kann, wird der Laserstrahl durch eine Linse¹¹ mit einer hohen numerischen Apertur von 0,68 auf einen SAM¹² fokussiert. Die Größe des Laserflecks auf dem SAM ist dabei entscheidend, da dieser eine Sättigungsfluenz von $110 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ aufweist. Damit die Modenkopplung eine hohe

¹¹ Thorlabs, C330TMD-B

¹² BATOP, SAM-800-6-1ps-4.0-25.0g-c

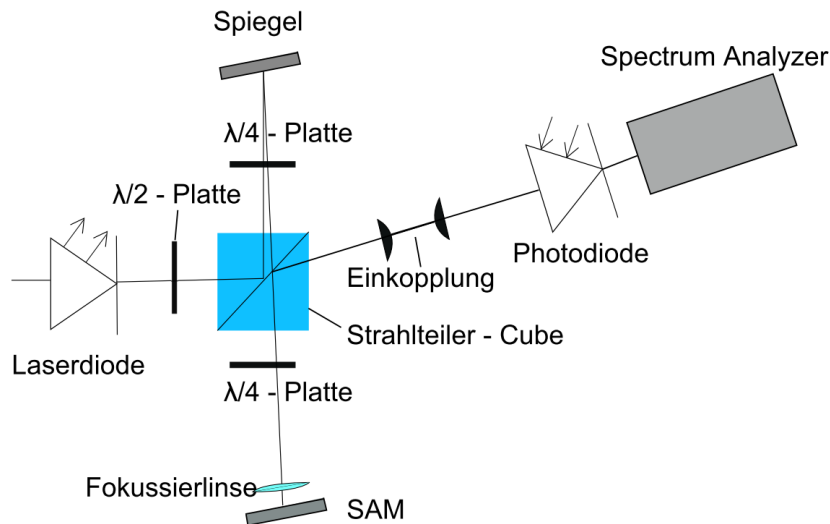


Abbildung 4.18: Aufbau des passiv modengekoppelten Diodenlasers. [Kai15a]

Stabilität erreicht, sollte das vier- bis achtfache an Laserenergie pro Fläche gewährleistet werden. Aus dem Verhältnis von Energie der Laserpulse und der Sättigungsfluenz ergibt sich die maximale Fläche des Laserflecks auf dem SAM. Für den optimistischsten Fall einer benötigten Sättigungsfluenz von $440 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ und einer maximalen Pulsenergie der Laserdiode L785P090 von $90 \text{ mW}/75 \text{ MHz}$ resultiert ein Laserstrahldurchmesser von $18,6 \mu\text{m}$ für einen kreisförmigen Strahlfleck, was praktisch noch umsetzbar ist und realisiert wurde.

Die Signalanalyse der Laserpulse besteht aus einem schnellen Photodetektor, der in Kapitel 4.3.4 vorgestellt wird, und einem Spektralanalysator. Abbildung 4.19 zeigt ein aufgenommenes Frequenzspektrum der Laserpulse, welches mehrere Spitzen bei einer Frequenz von 75 MHz und deren Harmonischen zeigt, was ein Indiz für eine Modenkopplung ist.

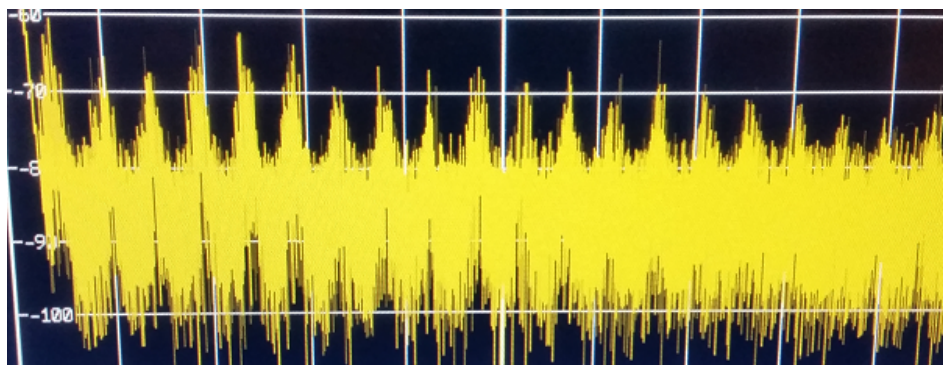


Abbildung 4.19: Frequenzspektrum der modengekoppelten Laserpulse mit einer Repetitionsrate von 75 MHz . [Kai15a]

Nähere Pulsanalysen ließen sich nicht durchführen, da das Lasersystem sich sehr

instabil verhielt und die Modenkopplung verlor. Dies liegt zum einen an den geringen Pulsenergien sowie dem kleinstmöglichen Laserfokus auf dem SAM und zum anderen an der Anfälligkeit der Resonatorkomponenten für Störungen durch kleinste Erschütterungen.

Diese Untersuchungen sollen einen Anstoß für zukünftige Projekte in dieser Richtung geben. Dieses Laserkonzept eignet sich hervorragend für untergrundarme und ultrakurze Laserpulse mit bevorzugt hohen Repetitionsraten (vgl. Kapitel 4.2.2, S. 34), so auch für die Beschleunigerfrequenz des S-DALINAC von 2,9971 GHz, was nach Gleichung (4.3) eine Resonatorlänge von etwa 5 cm erfordert.

Damit eine Synchronisation der Repetitionsrate des Lasers und der HF-Komponenten des Beschleunigers erreicht werden kann, bedarf es noch einer aktiven Steuerung in Form eines präzisen piezoelektrischen Motors auf dem Auskoppelspiegel, um die Resonatorlänge und damit die Repetitionsrate des Lasers kontrollieren zu können. Damit diese Verschiebung des Spiegels keinen großen Einfluss auf den Strahlweg im externen Resonator hat, sollte der Auskoppelspiegel in Fokus eines Raumfilters aufgestellt werden. Weist dieser Spiegel zugleich einen sättigbaren Absorber auf, kann die Fokussierung zugleich als Überwindung der Sättigungsfluenz genutzt werden.

4.4.3 Optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser

Neben den üblichen kantenemittierenden Laserdioden existieren oberflächenemittierende Halbleiterlaser [Esp12], sogenannte Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VECSEL). Diese Halbleiterlaser zeichnen sich durch eine erweiterbare Modenkontrolle durch Verwendung einer externen Kavität, einem gaußförmigen Strahlprofil und einer hohen Skalierbarkeit der optischen Leistung aus. Ein Aufbau mit V-förmiger Resonatorgeometrie ist in Abbildung 4.20 schematisch dargestellt. Der externe Resonator besteht aus einer hochreflektierenden Bragg-Reflektor-Schicht im Laserchip sowie einem Auskoppelspiegel. Wie in Kapitel 4.4.2 wird durch eine Erweiterung des Resonators mit einem SAM der cw-Anteil des Lasers im Resonator gedämpft und der gepulste Anteil bevorzugt. Durch Wahl der Resonatorlänge können so Repetitionsraten über 100 GHz erzielt werden [Qua11] mit Pulslängen im Piko- bis Femtosekundenbereich. Für eine Repetitionsrate von 2,9971 GHz bedeutet dies eine Resonatorlänge von etwa 5 cm, womit Laserpulslängen von wenigen Pikosekunden möglich sein sollten (vgl. Kapitel 4.2.2, S. 34). Auch bei diesem Laserkonzept wird eine aktive Steuerung zur Synchronisation mit anderen HF-Komponenten des S-DALINAC benötigt.

Gepumpt wird ein solches System optisch über einen leistungsstarken Laser, der auf den Laserchip fokussiert wird. Abbildung 4.21 zeigt den wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten von GaAs. Demnach empfiehlt sich der Einsatz eines Pumplasers mit einer Wellenlänge < 400 nm. Das Absorptionsmaximum liegt bei 248 nm. Die Laserleistung einer VECSEL ist neben dem Pumplaser noch durch die Wärmeentwicklung des Kristalls limitiert. Aus diesem Grund wird auf die Rückseite des Laserchips durch eine chemische Gasphasenabscheidung eine synthetische kristalline Diamant-

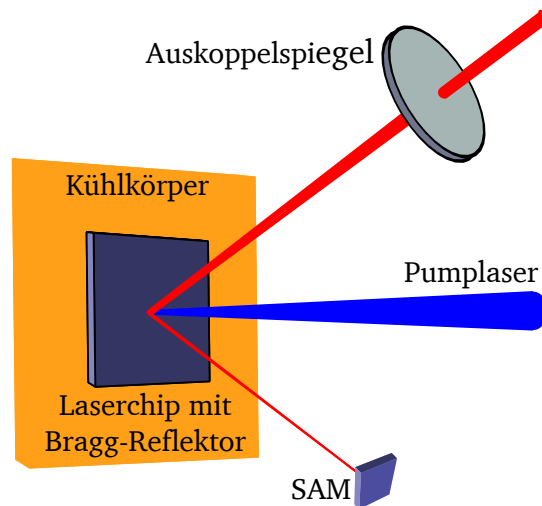


Abbildung 4.20: V-förmiger Resonatoraufbau eines VECSEL.

schicht aufgetragen, welche eine große Wärmeleitfähigkeit bis zu 2000 W/m K besitzt. Dies wird zusätzlich gekoppelt mit einem Kühlkörper und einer aktiven Temperaturstabilisierung.

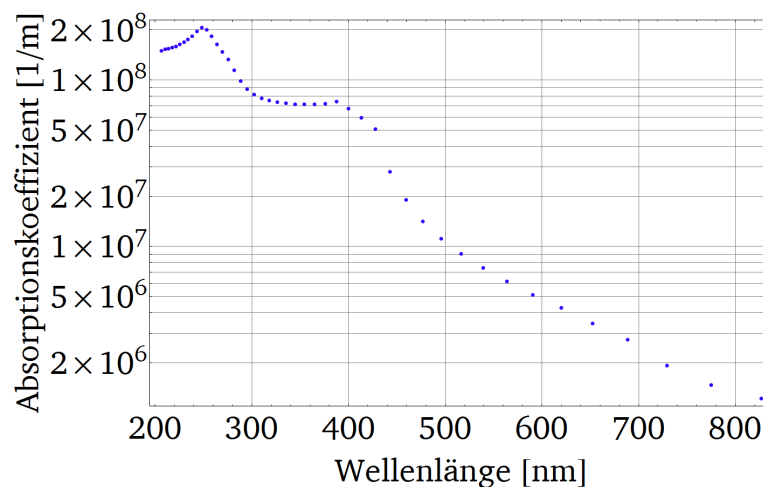


Abbildung 4.21: Wellenlängenabhängiger Absorptionskoeffizient von GaAs. Die Messdaten sind aus [URL03] entnommen worden.

Eine aktuelle Studie [OK10] hat eine Zusammenstellung an VECSEL-Anwendungen in einem Wellenlängenbereich von 250 nm (durch Frequenzvervierfachung) bis 2350 nm erfasst. Trotz dieser Vielzahl an bereits bestehenden Systemen ist zurzeit keines für eine Wellenlänge von 780 nm verfügbar. Die Laserchips, die dieser Wellenlänge am nächsten kommen, basieren auf InGaP/GaAs bei 670 nm und GaAlAs/GaAs bei 850 nm.

4.5 Zwischenfazit

Die breitgefächerten Anforderungen aus Kapitel 3.2, die durch den Betrieb einer spinpolarisierten Elektronenquelle und den Betriebsparametern des S-DALINAC herrühren, sind schwer von nur einem einzigen Lasersystem erfüllbar.

Das HF-modulierte Diodenlasersystem aus Kapitel 4.3 eignet sich hervorragend für Flugzeitexperimente durch die variable Repetitionsrate bis unter 1 MHz und erfüllt alle Anforderungen aus Kapitel 3.2, bis auf hohe mittlere Leistungen für Starkstromexperimente am Beschleuniger. Dies kann durch eine optische Nachverstärkung der Laserpulse ausgeglichen werden.

Für Diodenlasersysteme, die mit der Beschleunigerfrequenz des S-DALINAC pulsen, eignet sich ein Aufbau mit externem Resonator und eines sättigbaren Absorbers zur Erzeugung einer passiven Modenkopplung, wie in Kapitel 4.4 diskutiert. Kleinere Repetitionsraten führen hier jedoch zu sehr großen Resonatorlängen. Diese Systeme bedürfen regelmäßigen Wartungen, können aber durch ausreichende Stabilisierung zur Erweiterung des wissenschaftlichen Betriebs des S-DALINAC beitragen.

Tabelle 4.7 fasst die wichtigsten Parameter dieser Lasersysteme nochmals kurz zusammen.

Tabelle 4.7: Vergleich der Eigenschaften der diskutierten Diodenlasersysteme.

	HF-modulierter Diodenlaser	Diodenlaser mit externer Kavität
Wellenlänge	frei wählbar	frei wählbar
Pulsformungsmechanismus	Verstärkungsschaltung	passive Modenkopplung
mögliche Pulslängen	< 50 ps	Piko- bis Femtosekunden
Repetitionsrate	(1-100) MHz, diskret	2,9971 GHz bzw. je nach Resonatorkonfiguration
mittlere Laserleistung	wenige Milliwatt	Milliwatt bis Watt
Anwendung S-DALINAC	Flugzeitexperimente	kontinuierlicher Betrieb
HF-Synchronisation	automatisch	aktiv
Wartungsintervall	keins	wöchentlich



5 Testquelle Photo-CATCH

Dieses Kapitel stellt die einzelnen Vakuumkammern der gepulsten Testquelle spinpolarisierter Elektronen Photo-CATCH vor. Die Schwerpunkte liegen auf der Konzeption, Simulation und Aufbau einer Elektronenkanone mit invertierter Isolatorgeometrie und der Erfüllung der in Kapitel 3.1 gestellten Anforderungen.

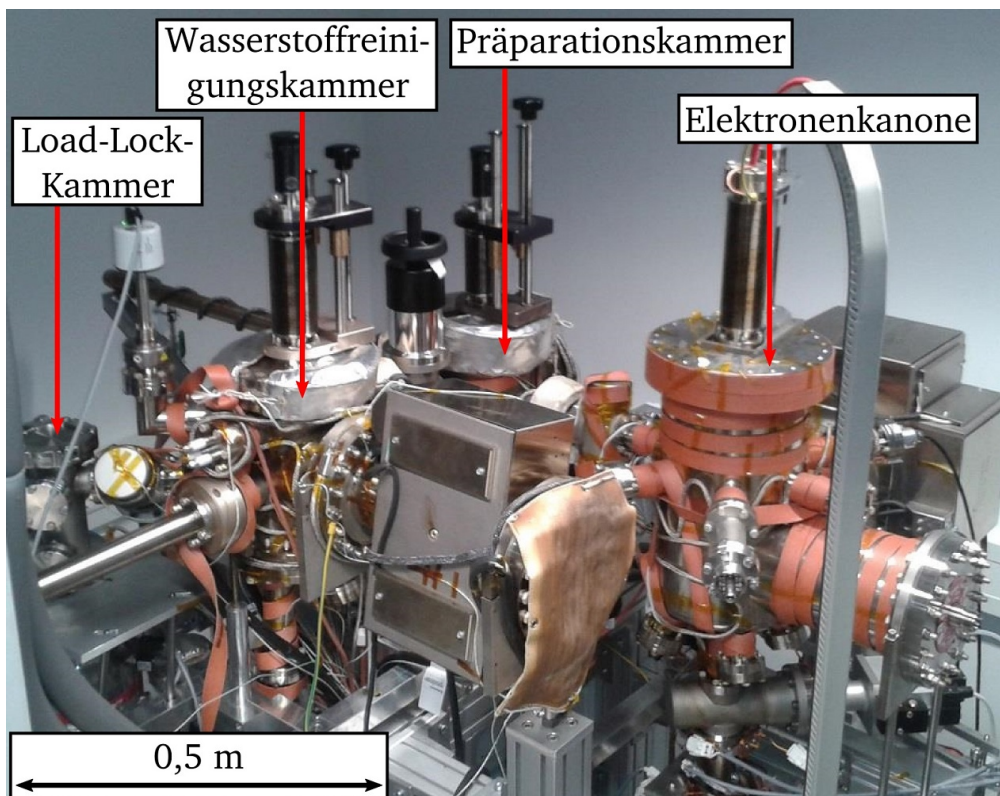
Abbildung 5.1 zeigt eine Aufnahme und eine rechnerunterstützte Design (CAD)-Zeichnung der Testquelle mit ihren einzelnen Komponenten. Die GaAs-Photokathoden werden in Reinraumbedingungen in sogenannten Molybdänpucks¹ (vgl. Abbildung A.1, S. 111) eingefasst. Über eine sogenannte Load-Lock-Kammer werden die Pucks ins System integriert. Anschließend wird der Puck nach Öffnen eines Ventils mithilfe eines Manipulators in die Wasserstoffreinigungskammer transportiert. In dieser Kammer kann die Oberfläche der Photokathode mit atomarem Sauerstoff gereinigt und von Verschmutzungen befreit werden, um ihre Quanteneffizienz zu maximieren und ihre Lebensdauer zu erhöhen. Über einen zweiten Manipulator wird der Puck in die Präparationskammer transportiert, um die GaAs-Photokathode, wie in Kapitel 2.3 diskutiert, zu aktivieren. Nach der Präparation gelangt die Photokathode über einen dritten Manipulator in die Vakuumkammer der Elektronenkanone, wo sie in eine Elektrode eingefasst und mit Laserlicht zur Erzeugung von Elektronen bestrahlt wird.

Während in der Load-Lock-Kammer durch eine Turbomolekularpumpe Hochvakuum (HV)-Bedingungen mit einem Enddruck von $< 10^{-8}$ mbar erreicht werden, herrschen im restlichen System durch Ionengetter (IG)- und Non-Evaporable Getter (NEG)-Pumpen UHV-Bedingungen. Dies ist nötig, um die Vakuumlebensdauer der GaAs-Photokathoden zu maximieren (vgl. Kapitel 2.3, S.9).

Im Zuge dieser Arbeit wurde die Elektronenkanone der Testquelle konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen, die mit dem in Kapitel 4.3 vorgestellten gepulsten Lasersystem betrieben wird. Die Vakuumkammern für die Präparation und Reinigung der GaAs-Photokathoden wurden im Zuge der Arbeit [Kur16] entwickelt und werden in den folgenden Kapiteln nur kurz in ihrer Funktionsweise diskutiert.

¹ Molybdän hat einen etwa Faktor 3 bis 4 niedrigeren Ausdehnungskoeffizienten als Edelstahl. Somit kann sich der Puck in den Halterungen beim Erhitzen nicht verklemmen.

(a)



(b)

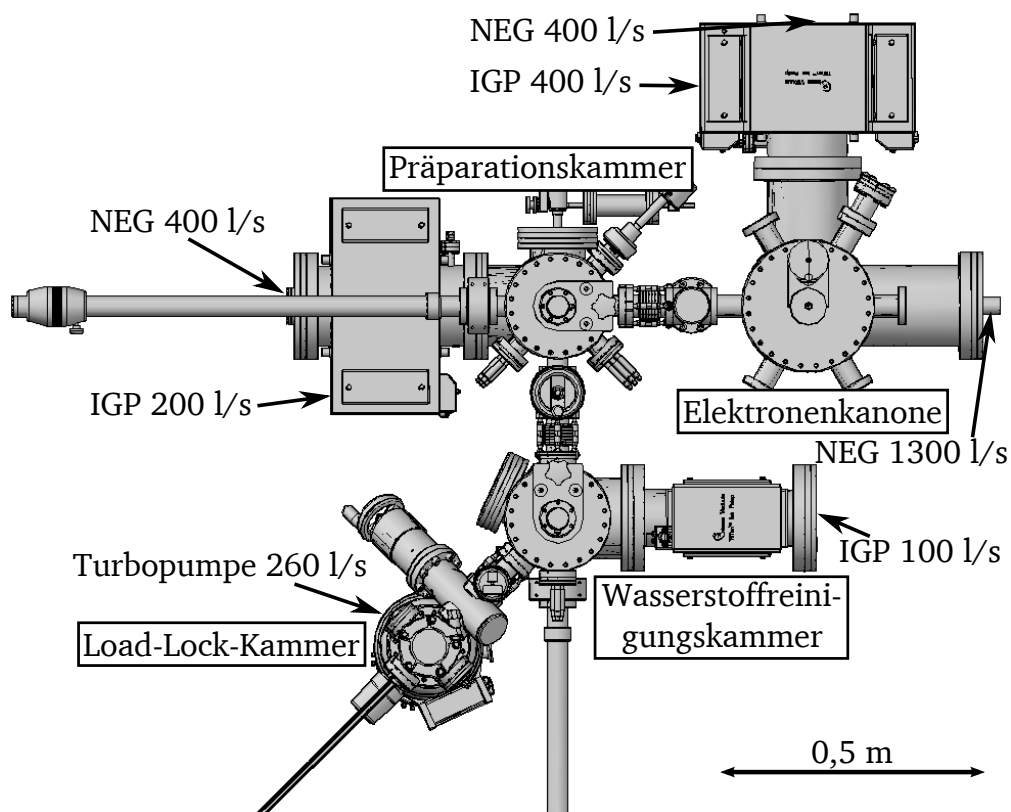


Abbildung 5.1: (a) Aufnahme und (b) CAD-Zeichnung (Draufsicht) der Vakuumkammern der Testquelle spinpolarisierter Elektronen Photo-CATCH mit Turbo-, IG- (IGP) und NEG-Pumpen (NEG).

5.1 Elektronenkanone

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Umsetzung der Designkriterien an die Elektronenquelle aus Kapitel 3.1 und dem Aufbau der Elektronenkanone, bestehend aus einer Vakuumkammer mit einer invertierten Isolatorgeometrie sowie der darin enthaltenen Elektrode.

5.1.1 Simulation der Elektronenkanone

Die neue Elektronenkanone der Testquelle Photo-CATCH ist, wie bereits die Quelle polarisierter Elektronen SPIN am S-DALINAC [Ste08], im Programm CST Particle Studio 2015 konzipiert und die Eigenschaften des Elektronenstrahls simuliert worden. CST bietet genaue und effiziente Berechnungen elektromagnetischer Konstruktionen und Analysen in niedrigen und hohen Frequenzbereichen, womit verschiedene Geometrien der Vakuumkammer und der darin enthaltenen Elektrode getestet werden können.

Elektrostatische Feldverteilung und Teilchentrajektorien

Eine CAD-Zeichnung der finalen Elektrodengeometrie mit einem Pierce-Öffnungswinkel von $67,5^\circ$ ist in Abbildung A.2 zu sehen. Die Elektrode umschließt den Puckaufzug, der in Abbildung A.3 dargestellt ist.

Abbildung 5.2 zeigt das elektrostatische Feld in der Vakuumkammer sowie die simulierten Trajektorien der Elektronen nach Verlassen der Partikelquelle bzw. Photokathode mit den in Tabelle 5.1 festgelegten Simulationsparametern. Die Enden der Elektrode sind torusförmig entworfen, um große elektrische Felder durch scharfe Kanten zu vermeiden, deren Maximum in dieser Simulation mit einer Hochspannung von 60 keV etwa $3,4 \text{ MV/m}$ beträgt. Die Steigung des maximalen elektrischen Feldes auf der Elektrode mit zunehmender Hochspannung ist in Zusammenarbeit mit [Jon15] auf $(0,0636 \pm 0,001) \frac{\text{MV}}{\text{m}}/\text{kV}$ bestimmt worden. Hingegen ist das Feld nahe der Partikelquelle sehr klein mit $0,56 \text{ MV/m}$, um Beschädigungen der Photokathodenoberfläche und der CsO-Beschichtung durch rückbeschleunigte Ionen zu minimieren und die Lebensdauer der Photokathode zu erhöhen.

Berechnung der Strahlemittanz

Die Emittanz bezeichnet das Volumen, dass ein Elektronenensemble im sechsdimensionalen Phasenraum ausfüllt und mit dem die Strahleigenschaften vollständig beschrieben werden können [Wil96]. Dadurch ist eine Aussage über die Güte des Strahls möglich. Ein Elektronenbunch wird durch eine Dichteverteilung $\rho(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4, \zeta_5, \zeta_6)$ definiert, deren ersten vier Phasenraumkoordinaten die Strahlbreite und -divergenz beschreiben, während die beiden letzten Koordinaten die zeitliche Abweichung von der Sollposition und die Impulsunschärfe widerspie-

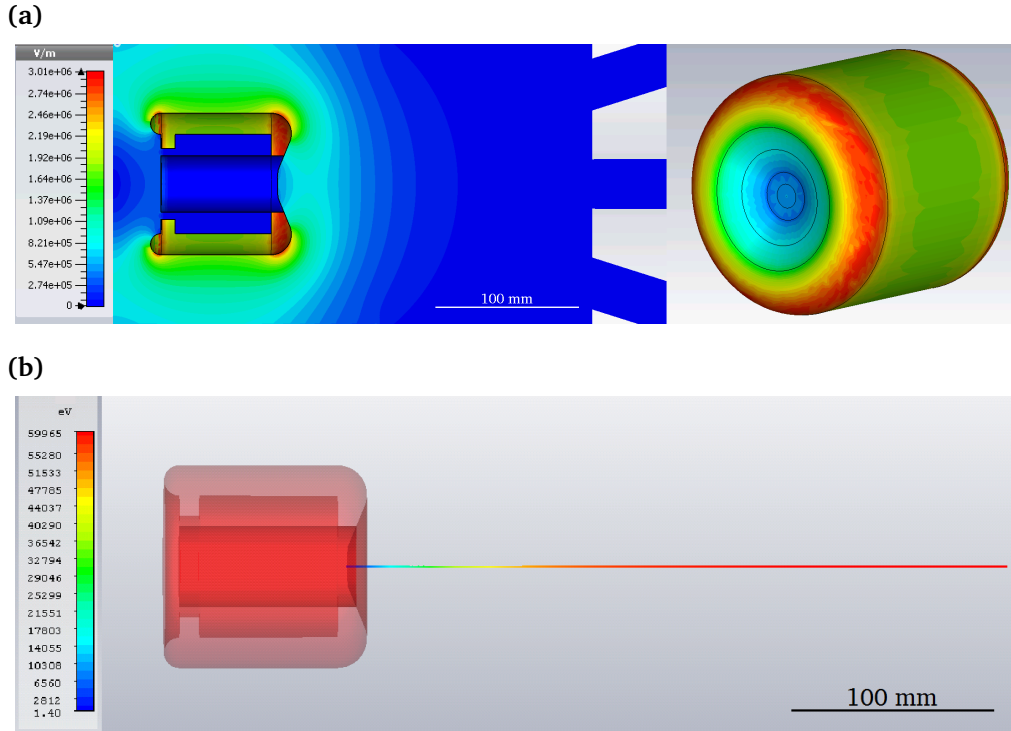


Abbildung 5.2: (a) Simulation des elektrostatischen Feldes in der Vakuumkammer und auf der Oberfläche der Elektrode.
(b) Simulation der Elektronentrajektorien und Teilchenenergien aus der Partikelquelle/Photokathode.

geln. Die Momente erster Ordnung μ_i bestimmen die Lage des Elektronenbunches im Phasenraum, während die zweite Ordnung σ_{ij} die Streuung bestimmt.

$$\mu_i = \int \zeta_i \rho(\zeta) d\zeta \quad (5.1)$$

$$\sigma_{ij} = \int (\zeta_i - \mu_i)(\zeta_j - \mu_j) \rho(\zeta) d\zeta \quad (5.2)$$

Die invertierte Strahlmatrix $\hat{\sigma}^{-1}$, die die Momente zweiter Ordnung enthält, ist für die Projektion des Phasenraumvolumens auf einen zweidimensionalen Phasenraum (x, x') gegeben durch:

$$\hat{\sigma}^{-1} = \frac{1}{\det(\hat{\sigma})} \begin{pmatrix} \sigma_{22} & -\sigma_{12} \\ -\sigma_{21} & \sigma_{11} \end{pmatrix}, \quad \sigma_{12} = \sigma_{21} \quad (5.3)$$

Unter der Annahme, dass die Dichteverteilung gaußförmig ist, lässt sich die Strahlmatrix mit dem Phasenraumvektor $(x, x')^T$ in eine positive definite symmetrische Bilinearform bringen.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}^T \hat{\sigma}^{-1} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = 1 \quad (5.4)$$

Tabelle 5.1: CST-Simulationsparameter der Elektronenkanone.

Potential Vakuumkammer	0 V
Potential Elektrode	-60 kV
Partikeltyp	Elektron
Strahldurchmesser/Laserfleck auf der Photokathode	100 μm
Partikelemissionspunkte	509
mittlere kinetische Startenergie der Elektronen [Sei03]	0,2 eV
Streuwinkel [SBR12]	15°
Strom eines DC-Strahls	10 μA
Anzahl an Gitterzellen in der Simulation	$6 \cdot 10^7$

Diese Gleichung lässt sich umformen zu

$$\sigma_{22}x^2 - 2\sigma_{12}xx' + \sigma_{11}x'^2 = \det(\hat{\sigma}) \quad (5.5)$$

und stellt im zweidimensionalen Phasenraum eine Ellipse dar, wie in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Größe $\sqrt{\sigma_{11}}$ spiegelt die transversale Strahlbreite in x -Richtung, $\sqrt{\sigma_{22}}$ die transversale Strahldivergenz in x' -Richtung und σ_{12} die Korrelation der beiden Phasenraumkoordinaten sowie die Neigung der Ellipse mit

$$\tan(2\phi) = \frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11} - \sigma_{22}} \quad (5.6)$$

wider.

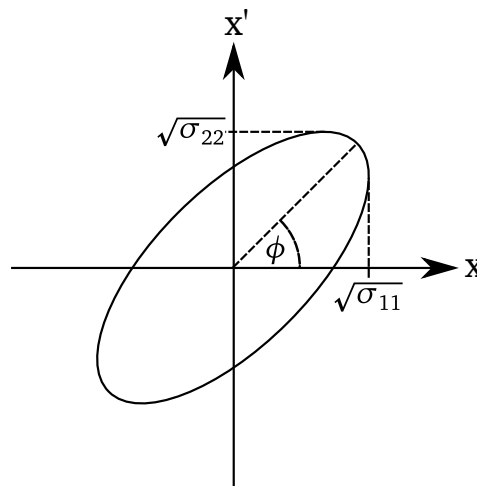


Abbildung 5.3: Projektion der Phasenraumellipse aus Gleichung (5.5) im zweidimensionalen Phasenraum (x, x') .

Die Emittanz ϵ_x im Phasenraum (x, x') ergibt sich nach der 1σ -Definition, die 15 % der Phasenraumfläche bedeckt, zu

$$\epsilon_x = \sqrt{\det(\hat{\sigma})} \quad (5.7)$$

Durch Normierung der Emittanz mit der relativen Geschwindigkeit $\beta = v/c_0$ und dem Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ kann eine allgemeingültige und energieunabhängige Aussage über einen Teilchenstrahl getroffen werden.

$$\epsilon_{n,x} = \beta\gamma\epsilon_x \quad (5.8)$$

Dazu analog kann die normierte transversale Emittanz $\epsilon_{n,y}$ und longitudinale Emittanz aus (ζ_5, ζ_6) bestimmt werden.

Durch die Simulation der Strahltrajektorien aus der Elektrode von Photo-CATCH mit CST können verschiedene Strahlparameter wie die Emittanz berechnet werden. CST bietet hierzu Partikelmonitore, die die gewünschten Strahleigenschaften beim Durchstoßen der Elektronen durch eine ortsfeste Ebene analysieren, wie beispielsweise ihre Geschwindigkeit, Position und Winkel zur Ebene. Durch den Einsatz mehrerer dieser Ebenen kann die Änderung der Strahlparameter über die Flugstrecke der Elektronen beobachtet werden. Abbildung 5.4 zeigt die Berechnung der normierten transversalen Emittanz für einen Strahlstrom von $100\text{ }\mu\text{A}$ und einer Beschleunigungsspannungen von 60 kV für unterschiedliche Radien r der kreisförmigen Partikelquelle, die der Größe des Laserflecks entsprechen. Die ersten $0,2\text{ m}$ Flugstrecke der Elektronen aus der Photokathode sind nicht repräsentativ, da die Teilchen in diesem Bereich auf ihre Endgeschwindigkeit beschleunigen, was die Emittanzberechnung in CST verfälscht [Mul15]. Diese Simulationen liefern einen linearen Zusammenhang zwischen der Größe des Laserflecks bzw. der Partikelquelle und der normierten Emittanz:

$$\epsilon_{n,x} = \left(1,7478(4) \cdot 10^{-4} \cdot \frac{r}{\mu\text{m}} + 2,8(18) \cdot 10^{-5} \right) \text{ mm mrad} \quad (5.9)$$

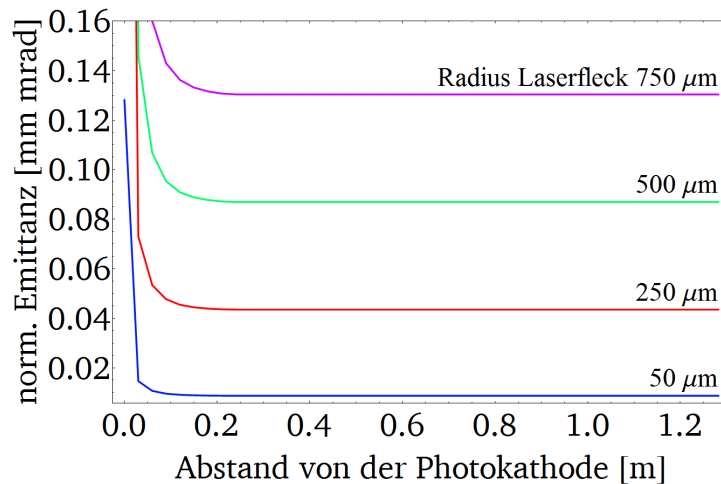


Abbildung 5.4: Berechnung der normierten transversalen Emittanz aus den Simulationsergebnissen mit CST für einen DC von $100\text{ }\mu\text{A}$ und einer Beschleunigungsspannungen von 60 kV für verschiedene Radien eines kreisrunden Laserflecks.

Einfluss der Vakuumkammer auf die Struktur der Elektronenbunche

Neben der Berechnung der Partikeltrajektorien kann mit CST ein Partikelstrahl mit einer zeitlichen Pulsstruktur in sogenannten Particle-in-Cell-Lösungen simuliert werden. Dies ermöglicht Rückschlüsse auf den Einfluss der Vakuumkammergeometrie und der beschleunigenden Felder auf die Form der aus der Partikelquelle emittierten Elektronenbunche. Die Ausgangselektronenbunche sind gaußförmig mit einer FWHM von 42,4 ps, was in etwa den erwarteten Bunchlängen an der Testquelle Photo-CATCH entspricht (vgl. Kapitel 4.3.5, S. 45). Abbildung 5.5 zeigt das simulierte longitudinale Strahlprofil bei einer Repetitionsrate von etwa 3 GHz und einer Teilchenenergie von 60 keV. Das gaußförmige Bunchprofil bleibt erhalten, wobei die FWHM sich auf 43,1 ps um etwas weniger als eine Pikosekunde vergrößert hat.

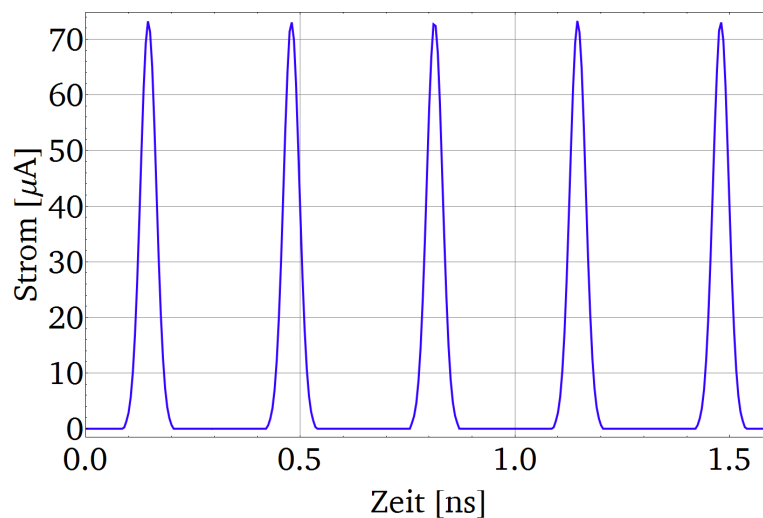


Abbildung 5.5: Longitudinale Struktur der simulierten Elektronenbunche. Die vorgegebene FWHM der Pulse von 42,4 ps verbreitert sich beim Durchlaufen der Vakuumkammer auf 43,1 ps.

Die Form der Partikelquelle in der Simulation entspricht einer $100\,\mu\text{m}$ durchmessenden Kreisscheibe und repräsentiert den fokussierten Laserfleck auf einer GaAs-Photokathode. Aufgrund der transversalen Emittanz kommt es zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls, aber das kreisrunde transversale Profil bleibt erhalten.

5.1.2 Aufbau der Vakuumkammer mit invertierter Isolatorgeometrie

Dieses Kapitel behandelt den Aufbau der Vakuumkammer der Elektronenkanone mit invertierter Isolatorgeometrie, die Pumpenauswahl zur Erzeugung eines UHV sowie die Durchschlagsfestigkeit des Systems.

Ausgehend von den Simulationsergebnissen aus Kapitel 5.1.1 wurde die Vakuumkammer von der Firma VACOM (vgl. Abbildung A.4, S. 114) und die Elektrode mit Puckaufzug von der institutsinternen Mechanikwerkstatt hergestellt. Alle Komponenten bestehen aus Edelstahl 1.4429ESU, welches eine sehr kleine magnetische Permeabilität aufweist ($\mu_r \leq 1,005$) im Vergleich zu herkömmlichen Edelstahl 1.4404 ($\mu_r \leq 1,1$), um die Elektronen beim Austritt aus der Photokathode nicht abzulenken.

Um eine Potentialdifferenz zwischen der Elektrode und der Vakuumkammer aufzubauen, müssen diese beiden Komponenten elektrisch voneinander durch einen Isolator getrennt werden. Eine der ersten Elektronenkanonenkonzepte mit invertierter Isolatorgeometrie wurde 1994 am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) entwickelt, d.h. der Isolator befindet sich innerhalb der Vakuumkammer, so dass die unter Hochspannung stehende Elektrode vollständig von UHV umgeben ist und keinen elektrischen Kontakt nach außen hat. Zu diesem Zeitpunkt zeigten sich aber noch Spannungseinbrüche ab 120 kV [Bre94], weswegen für die polarisierte Quelle am S-DALINAC 2002 noch ein üblicher externer Isolator mit einem Koronaschild, um elektrische Feldgradienten klein zu halten und Überschläge zu vermeiden, geplant und umgesetzt wurde. Die Weiterentwicklung der Isolatoren ist in den letzten Jahren so weit vorangeschritten, dass Spannungen bis 225 kV erreichbar sind [Bas15] und noch höhere Spannungen über >350 kV angestrebt werden [Poe15], womit eine Umsetzung einer invertierten Isolatorgeometrie an der Testquelle Photo-CATCH sich empfahl. Abbildung 5.6 stellt vergleichend die Isolatorkonzepte der spinpolarisierten Quelle am S-DALINAC und der Testquelle Photo-CATCH dar.

Weitere Vorteile neben der erhöhten Personen- und Maschinensicherheit durch die invertierte Geometrie, die sogar das Arbeiten neben der Vakuumkammer bei eingeschalteter Hochspannung ermöglicht, ist der wesentlich kleinere Isolator sowie die Reduktion des Volumens in der Vakuumkammer, wodurch deren Pumpensystem effektiver arbeiten kann.

Nach der Konzeption der invertierten Geometrie sind die zwei nötigen Isolatoren (vgl. Abbildungen A.5 und A.6) von der Firma SCT Ceramics hergestellt worden. Abbildung 5.7 zeigt die invertierten Geometrie, bestehend aus einem großen hohlzylindrischen Isolator, der mit einem DN 200-40 CF-Reduzierflansch als Deckel der Vakuumkammer verbunden und mit der Elektrode verschraubt ist (vgl. Abbildung A.10), und einen kleinen hohlzylindrischen Isolator, durch den das Hochspannungskabel von außen zum Puckaufzug geleitet (vgl. Abbildungen A.11 und A.12, S. 120-121) und mit einem Bananenstecker (vgl. Abbildung A.13, S. 121) dort befestigt wird. Dieser kann durch einen linearen Translator mit Wellbalg vertikal bewegt werden, um einen Molybdänpuck mit Photokathode aufzunehmen und den Puckaufzug zur Elektrode ideal auszurichten.

Quelle spinpolarisierter
Elektronen am S-DALINAC

Testquelle Photo-CATCH
mit invertierter Geometrie

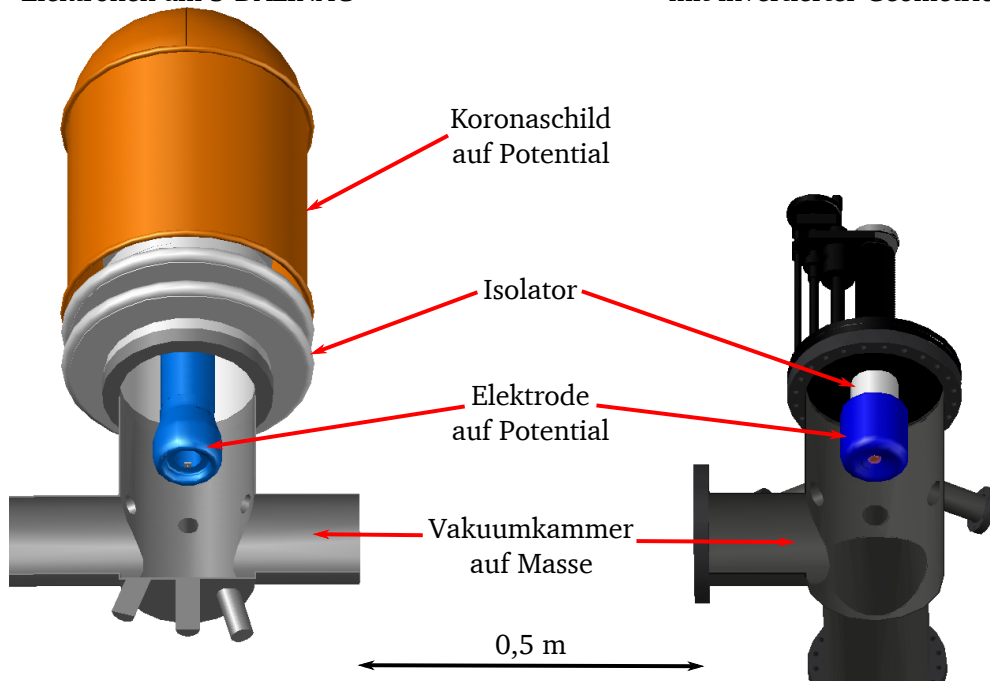


Abbildung 5.6: CAD-Zeichnungen der spinpolarisierten Quellen am Institut für Kernphysik. Teile der Vakuumkammern sind ausgeblendet. Während bei der Quelle am S-DALINAC die Elektrode sowie die darüber befindliche Messingkuppel auf Hochspannung liegen, ist dies im Falle von Photo-CATCH nur bei der Elektrode im UHV der Fall.

Vakuumsystem

Um UHV-Bedingungen in der Vakuumkammer der Elektronenkanone zu realisieren, wurde diese mit zwei NEG-Pumpen² mit Saugvermögen S_0 von 400 l/s und 1300 l/s (bezogen auf Wasserstoff) und einer 400 l/s-IG-Pumpe³ (bezogen auf Stickstoff) ausgerüstet, welche in zwei 15 cm durchmessenden Rohren seitlich an der Vakuumkammer untergebracht sind (vgl. Abbildung 5.1b, S. 58 und Abbildung A.4, S. 114). Dabei ist darauf geachtet worden, dass die IG-Pumpe keinen direkten Sichtkontakt zur Photokathode hat, um eventuelle Störungen des Strahlbetriebs durch entstehende Röntgenstrahlung durch Gasentladungen in der Pumpe zu vermeiden [Jou08].

Ab einem Druck $< 10^{-6}$ mbar, wenn die mittlere freie Weglänge der Teilchen im Vakuum größer ist als die räumlichen Abmessungen der Vakuumkammer, liegt Molekularströmung vor. Das effektive Saugvermögen S_{eff} der Pumpen

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S_0} + \frac{1}{L_{mol}} \quad (5.10)$$

² SAES, CapaciTorr Pumpen

³ Gamma Vacuum, TiTan 400L Ion Pump

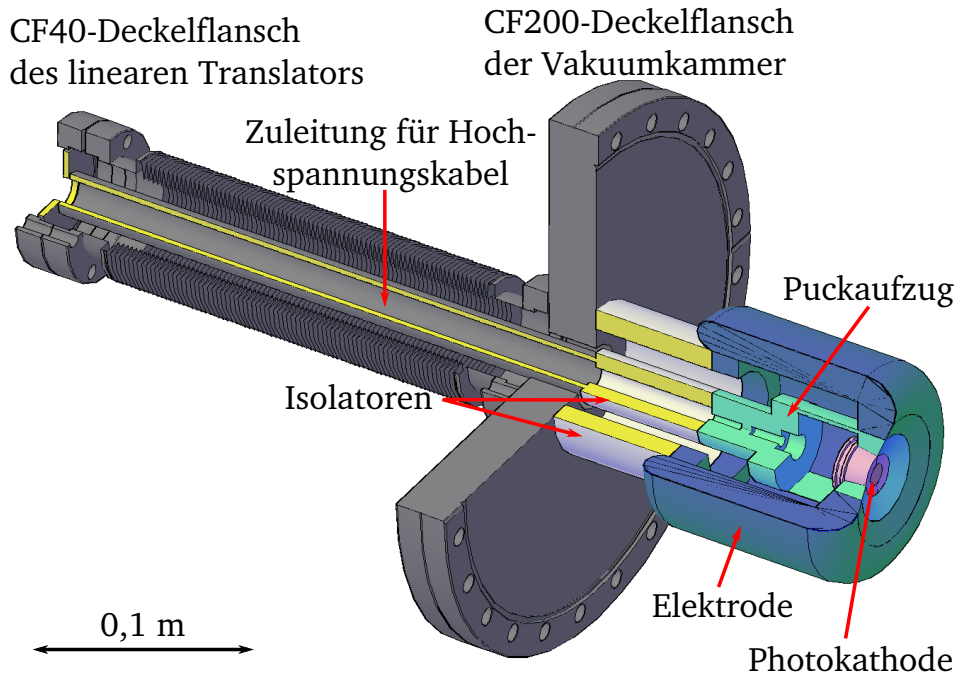


Abbildung 5.7: CAD-Zeichnung mit Einschnitt von der Elektronenkanone mit invertierter Geometrie. Nur die Elektrode, sowie der Puckaufzug mit dem Photokathodenpuck liegen auf Hochspannung.

ist abhängig von den Abmessungen der Rohre (Länge l , Durchmesser d), in denen die Pumpen stecken und den Leitwert L_{mol} beeinflussen:

$$L_{mol} = 12,1 \frac{d^3}{l} \frac{1}{s \cdot cm^2} \quad (5.11)$$

Für die Pumpen ergeben sich somit die in Tabelle 5.2 aufgelisteten effektiven Saugvermögen.

Tabelle 5.2: Effektives Saugvermögen der Vakuumpumpen der Elektronenkanone.

S_0 [l/s]	Rohrdurchmesser d [cm]	Rohrlänge l [cm]	S_{eff} [l/s]
NEG-Pumpe			
400 (H ₂)	15	40,9	285,6
1300 (H ₂)	15	12,1	938,5
IG-Pumpe			
400 (N ₂)	15	16,3	344,9

Ein wichtiger Faktor ist die Ausgasrate der Wände der Vakuumkammer und seiner Komponenten ins UHV. Um diese möglichst niedrig zu halten, bestehen alle Komponenten der Vakuumkammer außer der GaAs-Photokathode im Molybdänpuck aus Edelstahl 1.4429ESU, Saphirglas der Schaufenster und Aluminiumoxid der Isolatoren. Zusätzlich ist die Elektrode mit Puckaufzug sowie die Innenwände der Vakuumkammer elektropoliert worden, um Verschmutzungen zu entfernen.

Eine weitere Senkung der Ausgasrate ist nur durch Ausheizen der gesamten Vakuumkammer möglich. Dies ist in Zusammenarbeit mit [Ros15a] durchgeführt worden. Die Vakuumkammer ist während dieser Prozedur gleichmäßig von Heizbändern umwickelt und mit Aluminiumfolie thermisch isoliert, um eine Temperatur der Vakuumkammer von etwa 210°C zu erreichen. Zudem werden die NEG-Pumpen auf 250°C aufgeheizt, um ihre Oberfläche langsam zu säubern. Die ausgasenden Partikel werden von einer Öl-freien Turbomolekularpumpe in dieser Zeit abgepumpt. Wenn der Druck in der Kammer nach ein bis zwei Wochen im Bereich von 10^{-8} mbar ins Gleichgewicht kommt, kann das System wieder abgekühlt werden. Die NEG-Pumpen werden bei einer Vakuumkammertemperatur von etwa 110°C vollständig aktiviert, indem sie selbst auf etwa 500°C hochgeheizt werden [Sae15]. Anschließend wird die IG-Pumpe gestartet, das Ventil zur Turbopumpe geschlossen und die Vakuumkammer auf Umgebungstemperatur abgekühlt. Auf diese Weise ist ein Enddruck von $< 2 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht worden.

Zur Analyse der Restgase in der Vakuumkammer ist diese mit einem Massenspektrometer⁴ ausgestattet. Abbildung 5.8a zeigt ein typisches Spektrum einer unausgeheizten Vakuumkammer mit Wasser als größten Anteil an Restgas.

Nach der Reinigung machen Stickstoff und Kohlenmonoxid, wie in Abbildung 5.8b zu sehen, die größten Anteile aus. Der niedrige Wasserstoff- sowie Wasseranteil im Verhältnis zum Stickstoff deuten auf eine erfolgreiche Ausheizprozedur hin. Neben den Partialdrücken sind in Abbildung 5.8c die Ionenströme des Massenspektrums dargestellt, welche dank des Signalmultiplikators des Massenspektrometers eine höhere Auflösung des Spektrums ermöglichen. Hier ist ein kleiner Anteil an molekularem Sauerstoff erkennbar, was eventuell auf ein Vakuumleck der Kammer hindeuten könnte. Ein Vergleich der Gasanteile in der Vakuumkammer mit der in Luft ist daher in Tabelle 5.3 zu sehen.

Tabelle 5.3: Relative Anteile von Gasen in Luft und der ausgeheizten Vakuumkammer der Elektronenkanone bezogen auf molekularem Stickstoff.

Massenzahl	relativer Anteil in Luft	relativer Anteil in der Vakuumkammer
28	100	100
32	15	11
14	14	32
16	3	83
40	1	2,5

Ausgehend von den Diskrepanzen der relativen Gasanteile kann jedoch ein Vakuumleck ausgeschlossen werden.

⁴ Dycor, LC-D100M

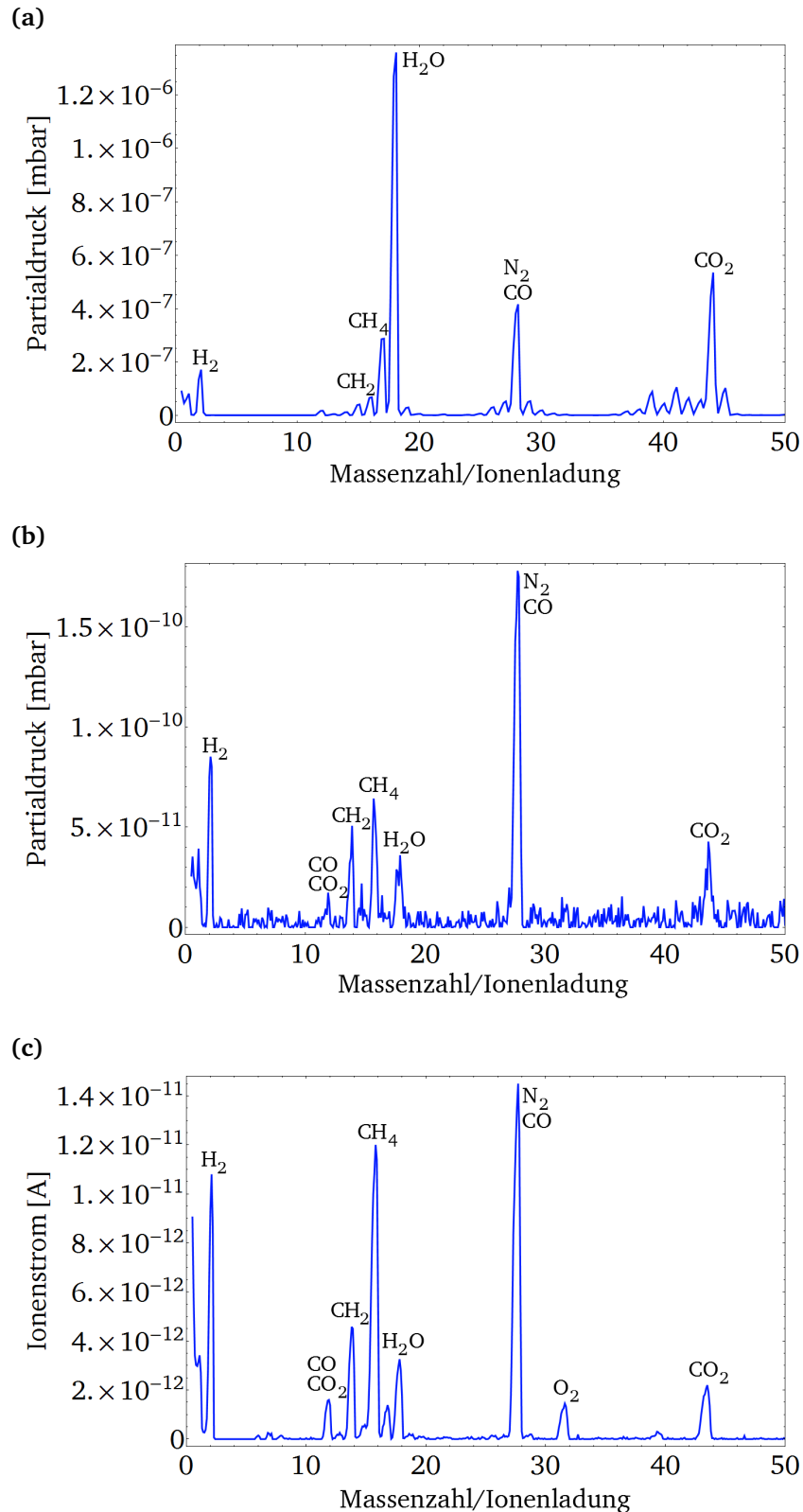


Abbildung 5.8: (a) Typisches Massenspektrum einer unausgeheizten Vakuumkammer mit hohem Wasseranteil, sowie Massenspektren mit (b) Partialdrücken und (c) Ionenströmen des Restgases in der Vakuumkammer der Elektronenkanone nach der Ausheizprozedur.

Zur Kontrolle des UHV verfügt die Vakuumkammer der Elektronenkanone über einen Vakuumsensor⁵ nahe der Photokathode. Dieser misst über eine Heißkathoden-Ionisation in einem Druckbereich von $1 \cdot 10^{-2}$ mbar bis $5 \cdot 10^{-12}$ mbar. Die dabei auftretende Röntgenstrahlung kann den Betrieb der Elektronenkanone beeinflussen, weshalb der Sensor dann deaktiviert werden sollte. Zusätzlich kann der Vakuumsensor der IG-Pumpe herangezogen werden, der in einem Druckbereich von $1 \cdot 10^{-3}$ mbar bis $1 \cdot 10^{-11}$ mbar misst und auch beim Betrieb der Elektronenkanone verwendet werden kann.

Hochspannungsversorgung und Durchschlagsfestigkeit des Systems

Um die aus der Photokathode herausgelösten Elektronen beschleunigen zu können, wird die Elektrode der Elektronenkanone auf ein negatives Potential gegenüber der Vakuumkammer gesetzt. Bei der Testquelle wird hierzu ein 60 kV-Hochspannungsnetzteil⁶ verwendet, welches eine Spannungs- und damit Energieunschärfe von $\frac{\Delta E_e}{E_e} = 10^{-4}$ garantiert.

Die Isolatoren haben eine Länge von 58,5 mm und stellen damit die kürzeste Strecke zwischen den Potentialen der Vakuumkammer und der Elektrode dar. Aufgrund des UHV in der Kammer ist dort eine Durchschlagsfestigkeit von (20-30) kV/mm zu erwarten [GKS02]. Die Zuleitung für das Hochspannungskabel ist der einzige Bereich des inneren Isolators, in dem Normaldruck herrscht (vgl. Abbildung 5.7, S. 66). Da Luft eine Durchschlagsfestigkeit von etwa 3,3 kV/mm aufweist [URL06], ist somit ein maximales Potential von 193,05 kV an der Elektrode möglich, was weit oberhalb der geplanten 60 kV liegt. Zusätzlich ist das Hochspannungskabel mit Silikon-Fett eingeschmiert worden, um Kriechströme durch Verschmutzung der Isolatoroberfläche zu verhindern, und mit einem 2 mm starkem Plexiglasrohr ummantelt, was zusätzlichen (70-80) kV standhält.

Weiterhin können elektrische Durchschläge auf der Elektrode zustande kommen, was zu einem Zusammenbruch der Hochspannung und zu einer Zerstörung der Photokathode führt. Dies ist aufgrund von Unebenheiten der Metalloberfläche möglich, wodurch lokal sehr große Feldstärken und Feldgradienten auftreten können. Um dies zu verhindern, ist die Elektrode und der Puckaufzug elektropoliert und durch immer höhere angelegte Spannungen konditioniert worden.

Optische Schaufenster

Zur Bestrahlung der GaAs-Photokathoden mit Laserlicht sind spezielle Vakuumschau-fenster verwendet worden. An der Vakuumkammer der Elektronenkanone kommen zwei Schaufenster aus Saphir⁷ zum Einsatz, die in einem Wellenlängenbereich von (400-5500) nm einen Transmissionsgrad von (80-90) % aufweisen.

⁵ VACOM, BARION XHV (BATX)

⁶ Heinzinger, PNC 60000-1

⁷ VACOM, VPCF40UVS-L

Das Schaufenster am 90°-Umlenkmagnet in der Strahlführung dient zur Bestrahlung der Photokathoden unter einem Winkel von 90° zur Kathodenoberfläche (vgl. Kapitel 6.2.1, S. 75). Es besteht aus Borosilikatglas⁸ und weist in einem Wellenlängenbereich von (370-2200) nm einen Transmissionsgrad über 90 % auf.

Die verwendeten Schaufenster ermöglichen eine breite Wellenlängenauswahl bei hoher Transmission was zukünftig möglichen Experimenten, wie die Erzeugung hoher Polarisationsgrade mit Bulk-GaAs-Photokathoden durch Multi-Photonenanregung begünstigt (vgl. Kapitel 8, S. 105).

5.2 Präparationskammer

In dieser von [Kur16] konzipierten Vakuumkammer werden die GaAs-Photokathoden für den Einsatz in der Elektronenkanone aktiviert, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, und ermöglichen Studien zur Optimierung des Präparationsprozesses der GaAs-Photokathoden. Zu diesem Zweck befindet sich in der Vakuumkammer ein Wolframdraht, mit dem die Photokathode vor der Präparation aufgeheizt und gereinigt wird. Anschließend werden über einen Cäsium- und Lithiumdispenser sowie einem Sauerstoffreservoir die Beschichtungen auf der Photokathodenoberfläche alternierend aufgetragen. Ein typischer zeitlicher Ablauf der Aktivierung einer GaAs-Photokathode ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Während der Beschichtung wird die Photokathode mit schwachem Laserlicht bestrahlt. Der extrahierte Photostrom wird zu einem Anodenring, welcher auf einem Potential von 100 V liegt, beschleunigt und gemessen.

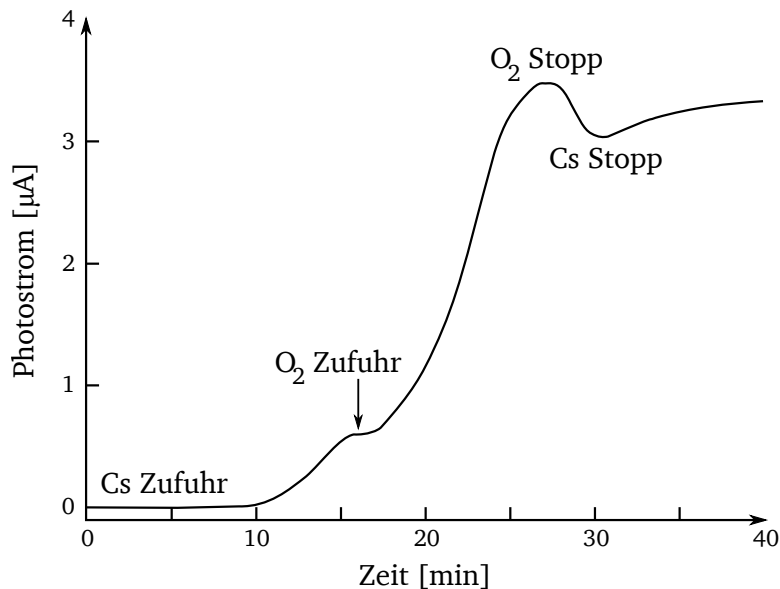


Abbildung 5.9: Zeitlicher Verlauf einer Photokathodenaktivierung mit CsO.

Neben der zusätzlichen Verwendung von Lithium bei der Photokathodenaktivierung verfügt die Testquelle Photo-CATCH über weitere Neuerungen im Vergleich zur pola-

⁸ LewVac, VP-40CF

risierten Quelle SPIN des S-DALINAC. Damit der Präparationsprozess nachvollziehbar und wiederholbar stattfinden kann, wird dieser automatisiert durch die Ansteuerung der Netzteile des Cäsium- und Lithiumdispensers und der geregelten Zufuhr von Sauerstoff in die Präparationskammer durch Einsatz eines piezogesteuerten Ventils. Somit können die Zeitintervalle und Intensitäten der einzelnen Beschichtungsschritte optimiert werden, um die höchstmögliche Quanteneffizienz zu erzielen.

Außerdem wird für die Aktivierung die Laserleistung möglichst gering gehalten, um die Beschichtung nicht zu beeinflussen. Aus dem Verhältnis des gemessenen Photostroms zur Laserleistung erhält der Experimentator den zeitlichen Verlauf der Quanteneffizienz beim Präparationsprozess, der im Gegensatz zum Photostrom eine allgemeingültige Aussage über die Qualität der Aktivierung zulässt.

Zur thermischen Überwachung der Photokathode verfügt die Präparationskammer über ein Pyrometer, womit der Reinigungsprozess durch Heizen mit dem Wolframdraht und die Wärmeentwicklung durch Einstrahlung von Laserlicht auf die Photokathode untersucht werden kann [Sch15].

Damit die Lebensdauer der Beschichtung der Photokathode im Präparationsprozess maximal ist, herrschen in der Vakuumkammer UHV-Bedingungen, mithilfe einer 400 l/s-NEG-Pumpe und einer 200 l/s-IG-Pumpe.

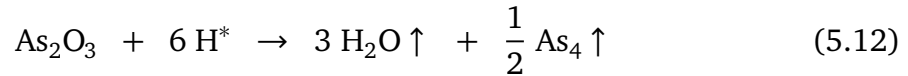
5.3 Wasserstoffreinigungskammer

In dieser von [Kur16] konzipierten Vakuumkammer werden durch ein Reinigungsverfahren mit atomaren Wasserstoff gealterte Photokathoden bearbeitet. Durch wiederholte Präparationen der Photokathoden kommt es zu einer Abnahme der Quanteneffizienz. Dieser Effekt kommt durch Restgasatome zustande, insbesondere Karbon, welches sich auf der GaAs-Photokathodenoberfläche ablagert und so den Kontakt mit der CsO-Schicht verhindert [Ueb70]. Eine Reinigung der Photokathode von der Karbonkontamination durch hohe Temperaturen erwies sich als ineffizient [Sin98].

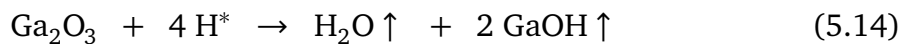
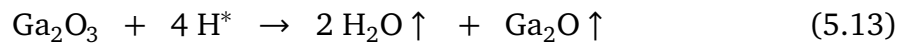
Ein zweiter Effekt ist die Abnahme der Quanteneffizienz durch längere Lagerung der Photokathoden im UHV, da, wie in Kapitel 2.3 diskutiert, vor allem Restgasoxide wie Sauerstoff und Kohlendioxid die Quanteneffizienz der Photokathoden mit der Zeit stark abnehmen lässt [Cha14, Tho14]. Bereits nach einigen Tagen oxidiert das Arsen und nach einigen Monaten bildet sich Gallium(III)oxid, welches sich durch hohe Temperaturen allein nur schwer entfernen lässt.

Die Reinigung mit atomaren Wasserstoff bietet eine schonende Möglichkeit alle Oxide, Karbide und andere Kontaminationen von den GaAs-Photokathoden zu entfernen [Tio08, Esp12]. Die Reinigung funktioniert bei niedrigen Temperaturen, um Materialverdampfung und Beschädigung der Photokathode und zusätzliches Ausgasen von anderen Komponenten in der Vakuumkammer zu minimieren. Durch die hohe Reaktivität des atomaren Wasserstoffs werden die Karbonatome sehr leicht gebunden.

Das Arsenoxid reagiert mit dem atomaren Wasserstoff zu Wasser- und Arsendampf, welches einfach abgepumpt wird.



Gallium(III)oxid reagiert mit atomarem Wasserstoff zu Wasserdampf und flüchtigem Gallium(I)oxid und Galliumhydroxid [Yam93].



Durch diese Technik ist es möglich die GaAs-Photokathoden wesentlich häufiger für den Beschleunigerbetrieb einsetzen zu können.

In der Vakuumkammer der Wasserstoffreinigung wird eine saubere UHV-Umgebung durch eine 100 l/s-IG-Pumpe gewährleistet.

5.4 Load-Lock-Kammer

Über die Load-Lock-Kammer werden die GaAs-Photokathoden in die Photo-CATCH Testquelle integriert. Zu diesem Zweck verfügt diese Vakuumkammer über ein schnell-verschließbares Flanschsystem mit Spannkette⁹ zum einfachen und schnellen Öffnen und Schließen der Kammer.

Über eine Turbomolekularpumpe mit Vorpumpe kann ein Enddruck in der Vakuumkammer im Bereich von 10^{-8} mbar innerhalb von 24 Stunden erreicht werden. Somit ermöglicht die Load-Lock-Kammer eine einfache Integration von Photokathoden in die Photo-CATCH Testquelle, ohne die UHV-Bedingungen der anschließenden Vakuumkammern zu brechen.

Zudem verfügt die Load-Lock-Kammer über einen Wolframdraht zum Erhitzen und ersten Reinigen der Photokathoden.

Neben der Integration der Photokathoden in die Testquelle werden für die Ausheizprozedur der UHV-Kammern die ausgasenden Partikel über die Load-Lock-Kammer aus dem System abgepumpt.

⁹ Vacom, QCF Flansch mit Spannkette VaCFix

6 Strahlführung, -manipulation und -diagnostik der Testquelle

Nach der Photoemission aus einer GaAs-Photokathode werden die Elektronen auf eine Energie von 60 keV in Richtung des vertikalen Strahlrohrs beschleunigt. Dieses Kapitel befasst sich mit der Strahlführung der Testquelle Photo-CATCH, die in Abbildung 6.1 dargestellt ist, und erläutert ihre Komponenten sowie Funktionsweisen zur Manipulation und Diagnose des Elektronenstrahls. Die folgenden Beschreibungen der Elektronenflugrichtung und der erzeugten elektromagnetischen Felder orientiert sich an dem in der Abbildung eingezeichneten Koordinatensystem.

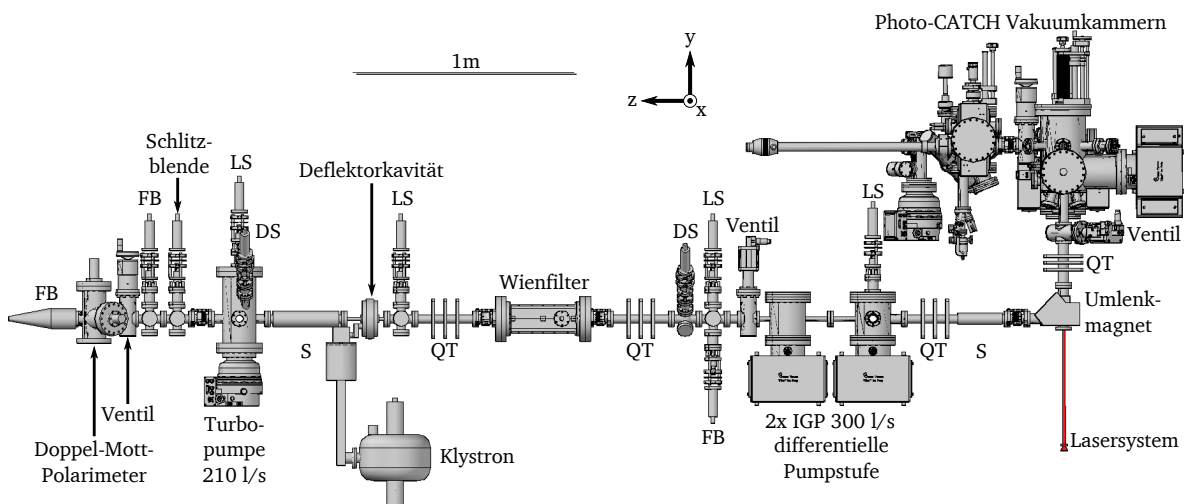


Abbildung 6.1: CAD-Zeichnung der Strahlführung von Photo-CATCH mit den Komponenten: Ventile, (QT) Quadrupol-Triplets, 90° Umlenkmagnet, Lasersystem, (S) Solenoide, differentielle Pumpstufe, (IGP) IG-Pumpen, Turbopumpe, (LS) Leuchtschirme, (FB) Faradaybecher, (DS) Drahtscanner, Wienfilter, Deflektorkavität mit 500 W Klystron, Schlitzblende und Doppel-Mott-Polarimeter. Nicht eingezeichnet: Lenkspulen, Helmholtz-Spule und Kameras.

Bei der Konzeption der Strahlführung ist darauf geachtet worden, alle Bauteile auch für Elektronenergien bis 100 keV auszulegen, um bei einem möglichen Austausch des Hochspannungsnetzteils der Elektronenkanone auch die höhere Beschleunigungsspannung der Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC zu erreichen.

Alle Magnete der Strahlführung werden von den institutsintern produzierten CPS05-Netzteilen versorgt, welche einen maximalen Strom von 7 A liefern, mit Aus-

nahme der Wienfilterspule, die mit einem maximalen Strom von 10 A betrieben wird.

Zur Positionskontrolle und präzisen Stromauslese von Leuchtschirmen, Faradaybechern und Drahtscannern an der Strahlführung kommen die institutsintern produzierten QM07-Komponenten zum Einsatz. Die Strommessung weist bis $1\text{ }\mu\text{A}$ eine relative Unsicherheit von 10^{-6} auf, aber auch Messungen von Kleinstströmen bis $(50 \pm 40)\text{ pA}$ sind möglich.

6.1 Vakuumbereiche

Die Strahlführung unterteilt sich in mehrere voneinander durch Ventile abtrennbare Vakuumbereiche, wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Direkt anschließend an die Elektronenkanone der Testquelle müssen UHV-Bedingungen gewährleistet werden, um die Lebensdauer der GaAs-Photokathode nicht zu beeinträchtigen, während in der restlichen Strahlführung nur ein Hochvakuum von etwa 10^{-8} mbar durch eine Turbomolekularpumpe erreicht werden muss. Um diese Vakuumbereiche getrennt voneinander gewährleisten zu können, ist eine differentielle Pumpstufe im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und aufgebaut worden. Diese besteht aus zwei Vakuumkammern, die jeweils mit einer 300 l/s IG-Pumpe ausgestattet sind. Das Strahlrohr zwischen den Kammern hat einen Durchmesser von 16 mm und eine Länge von 230 mm , was nach Gleichung (5.11) einen sehr niedrigen Leitwert von etwa $2,2\text{ l/s}$ ergibt und so effektiv eine Verschlechterung des Drucks im UHV-Bereich verhindert. Während des Strahlbetriebs erhöht sich der Druck in der Vakuumkammer der differentiellen Pumpstufe, die den relativ hohen Druck vom HV-Bereich der Strahlführung auffängt, im Bereich von 10^{-10} mbar . Das UHV in der zweiten Vakuumkammer bleibt dabei erhalten und liegt im Bereich von 10^{-12} mbar .

Das Strahlrohr verfügt am hinteren Teil über ein weiteres Ventil, der den dahinter liegenden Vakuumbereich von der restlichen Strahlführung abtrennt. Dadurch kann das Doppel-Mott-Polarimeter über ein Nadelventil langsam belüftet und abgepumpt werden, um die darin enthaltenen Goldfolien nicht zu belasten, oder ein experimenteller Aufbau an das Ende des Strahlrohrs integriert werden.

6.2 Strahlmanipulation

Der Elektronenstrahl lässt sich in seiner Flugbahn durch magnetische und elektrische Felder beeinflussen, auch so, dass das longitudinale Profil von Elektronenbunchen in die transversale Ebene übersetzt wird. Auch eine gezielte Ausrichtung des Elektronenspins ist möglich.

6.2.1 Strahlführungsmagnete

Für die Manipulation eines Elektronenstrahls bieten sich verschiedene Arten von Magneten an, die im Folgenden vorgestellt werden.

Lenkspulen

Mit je zwei Paaren an Lenkspulen an einer Stelle der Strahlführung ist es möglich zwei senkrecht zueinander stehende magnetische Dipole zu erzeugen und eine Korrektur der Elektronenflugbahn in der transversalen Ebene durchzuführen, wie in Abbildung 6.2 verdeutlicht wird. Diese Spulenordnung erzeugt nahe der Spulennachse ein annähernd homogenes Magnetfeld. Auf die Elektronen wirkt orthogonal zu ihrer Flugrichtung und der Magnetfeldlinien die Lorentzkraft F_L .

$$F_L = -e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (6.1)$$

Dadurch kann der Elektronenstrahl in der Mitte des Strahlrohrs gelenkt werden, um optimal durch alle Komponenten der Strahlführung zu gelangen.

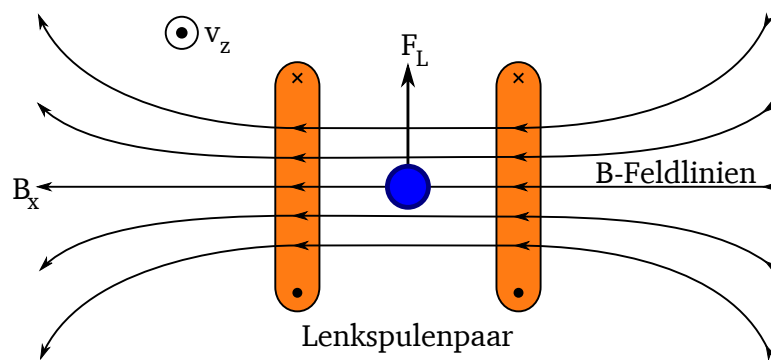


Abbildung 6.2: Funktionsweise eines Lenkspulenpaares zur Ablenkung eines Elektronenstrahls.

90°-Umlenkmagnet

Der Elektronenstrahl aus der Elektronenkanone von Photo-CATCH wird nach der Emission aus einer GaAs-Photokathode vertikal nach unten beschleunigt. Durch einen kompakten kantenfokussierenden Dipolmagneten wird der Elektronenstrahl gemäß Gleichung (6.1) um 90° in die horizontale Strahlebene umgelenkt. Abbildung 6.3 zeigt den Aufbau und die Magnetfeldlinien des Umlenkmagneten.

Helmholtz-Spule

Um den Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Elektronen in der Strahlführung auszugleichen, ist eine Helmholtz-Spule entlang dem Strahlrohr aufgebaut worden. Diese bestehen aus vier etwa 10 m langen fünfadrigen Kabeln, die zu je zwei Spulenpaaren mit fünf Windungen zusammengebaut werden und entspricht damit in ihrem Aufbau und ihrer Funktionsweise einer Lenkspule.

Durch den Einsatz einer Hall-Sonde wird das Magnetfeld direkt am Strahlrohr bestimmt. Die Stromzufuhr der Helmholtz-Spule wird darauf geregelt, dass das Magnetfeld an der Hall-Sonde verschwindet bzw. minimal wird.

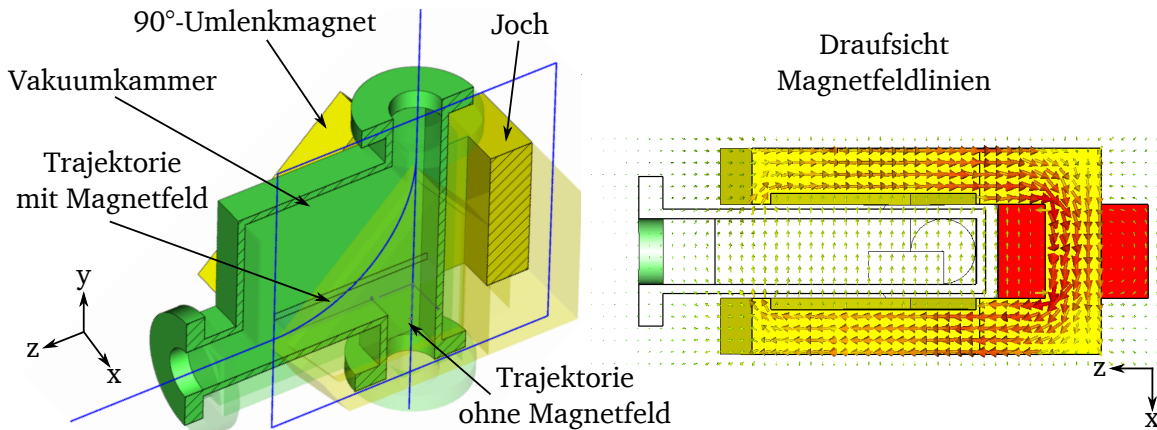


Abbildung 6.3: Elektronentrajektorien durch den 90°-Umlenkmagneten und Magnetfeldlinien. [Ack15]

Quadrupol-Triplets

Aufgrund der Emittanz des Elektronenstrahls weitet sich dieser mit zurückgelegter Strecke immer weiter auf. Ein Quadrupol wirkt in der transversalen Strahlebene fokussierend auf einer Achse, aber auch gleichzeitig defokussierend auf der dazu orthogonalen Achse. Daher werden jeweils drei Quadrupole zusammen gruppiert zu einem Triplet. Durch die Erzeugung eines Magnetfeldes B der beiden äußeren Quadrupole und eines zu diesen um 90° rotierten Magnetfeld mit $2B$ des mittleren Quadrupols kann der Elektronenstrahl theoretisch ideal in allen Richtungen der transversalen Ebene fokussiert werden. Dadurch würde ein transversal gaußförmiges Strahlprofil erhalten bleiben. Bei Abweichungen von dieser idealen Magnetfeldkonfiguration kommt es zu einer elliptischen Deformierung des Strahlprofils.

Solenoid

Die Strahlführung besitzt zwei Solenoide zur Strahlfokussierung, zur Emittanzbestimmung an zwei Stellen der Strahlführung (vgl. Kapitel 6.3.3, S. 88) und zur Rotation des Elektronenspins (vgl. Kapitel 6.2.2, S. 81) und sind in Zusammenarbeit mit [Pau15] aufgebaut worden. Der erste einfachgewickelte Solenoid befindet sich im ausheizbaren UHV-Bereich der Strahlführung und besteht aus kaptonummantelten Kupferdraht¹, welcher für Temperaturen bis 250°C ausgelegt ist. Der zweite zweifachgewickelte Solenoid im HV-Bereich besteht aus lackbeschichteten Kupferdraht.

Die Magnetflussdichte B dieser Zylinderspulen, abhängig vom Abstand z zum Mittelpunkt der Spule entlang der Symmetrieachse, berechnet sich aus

$$B(z) = \frac{IN_S\mu}{2l} \left(\frac{\frac{l}{2} - z}{\sqrt{(\frac{l}{2} - z)^2 + r^2}} + \frac{\frac{l}{2} + z}{\sqrt{(\frac{l}{2} + z)^2 + r^2}} \right), \quad (6.2)$$

¹ LewVac, Single Core Wire - 600VAC, 2kVDC

mit dem Betriebsstrom I , der Windungszahl N_S , der magnetischen Permeabilität μ , der Spulenlänge l und dem Spulenradius r .

Die beiden Solenoide sind mithilfe einer Hall-Sonde vermessen worden. Abbildung 6.4 zeigt die Magnetfeldverteilungen entlang der Spulenachsen, sowie deren aus Gleichung (6.2) berechneten Verläufe mit den aus Tabelle 6.1 aufgelisteten Parametern.

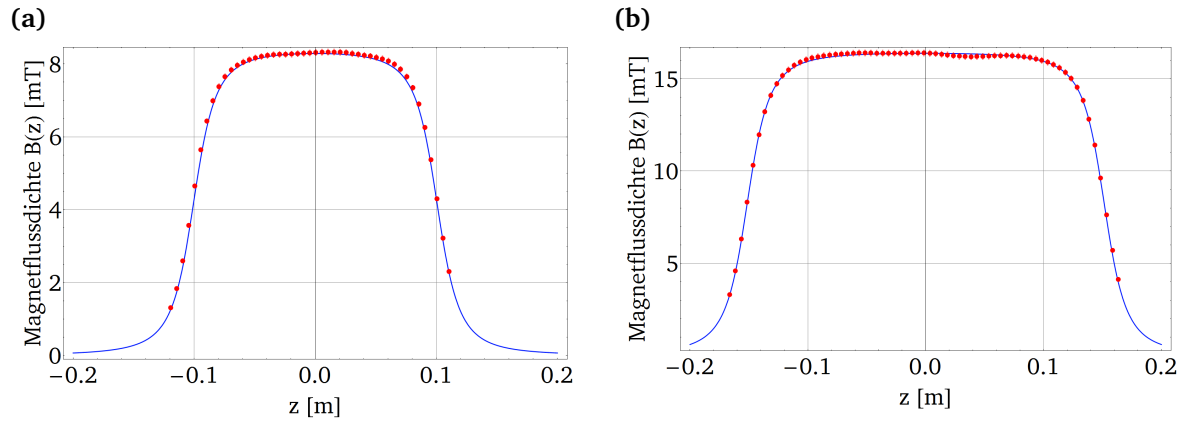


Abbildung 6.4: Aus Gleichung (6.2) berechnete Magnetfeldverteilungen (blaue Linie) und Messdaten (rote Punkte) des (a) ersten und des (b) zweiten Solenoiden in der Strahlführung.

Tabelle 6.1: Parameter der aufgebauten Solenoide.

Parameter	erster Solenoid	zweiter Solenoid
Isolierung	kaptonummantelt	lackbeschichtet
Permeabilität μ [N/A ²]	$\approx 4\pi \cdot 10^{-7}$	$\approx 4\pi \cdot 10^{-7}$
max. Strom I [A]	7	7
Wicklungen	1	2
Windungen N_S	225	335 und 329
Feldlänge l [mm]	201 ± 2	303 ± 2
Spulenradien r [mm]	$19,45 \pm 0,20$	$19,45 \pm 0,20$ und $20,20 \pm 0,20$

Die Fokallänge f der Zylinderspulen berechnet sich aus

$$f = \left(\frac{e}{8m_0 U_{eff}} \int_{-\infty}^{+\infty} B(z)^2 dz \right)^{-1}, \quad (6.3)$$

mit der effektiven Spannung U_{eff} , die relativistische Teilchen von der Beschleunigungsspannung U erfahren.

$$U_{eff} = U \left(1 + \frac{|eU|}{2m_0 c_0^2} \right) \quad (6.4)$$

Abbildung 6.5 zeigt die erreichbaren Fokallängen für die Elektronenergie der Testquelle Photo-CATCH von 60 keV und vergleichsweise einer Energie von 100 keV.

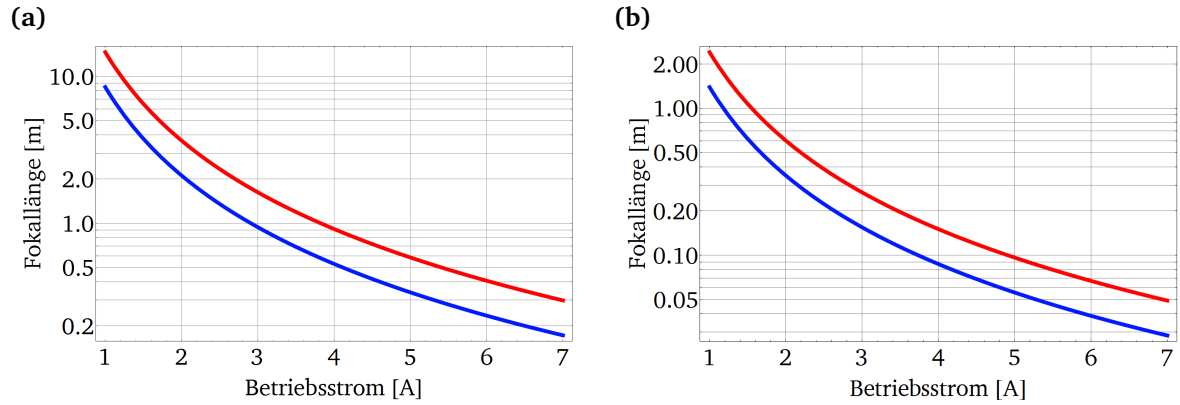


Abbildung 6.5: (a) Berechnete Fokallängen des ersten kaptonummantelten Solenoids für Elektronenergien von 60 keV (blau) und 100 keV (rot). (b) Berechnete Fokallängen des zweiten lackbeschichteten Solenoids für Elektronenergien von 60 keV (blau) und 100 keV (rot).

6.2.2 Spinmanipulation

Nach der Photoemission aus der Elektronenkanone weisen die Elektronen aufgrund der Impulserhaltung ein in Richtung des Laserlichts longitudinalen Spin auf. Da das Lasersystem durch die vertikale Strahlführung senkrecht auf die Photokathode schießt, zeigt somit der Spin in Impulsrichtung der Elektronen. Für einige Experimente, z.B. zur Bestimmung der Polarisierung mittels Mott-Streuung, ist eine Rotation des Spins in eine transversale Ebene notwendig.

Mit Hilfe der Thomas-BMT-Formel [Tho27, BMT59] kann die Frequenz ω_s , mit der der Spin in einem magnetischen und elektrischen Feld \vec{B} und \vec{E} präzediert, berechnet werden zu

$$\vec{\omega}_s = \frac{e}{\gamma m_0} \left((1 + a) \vec{B}_{\parallel} + (1 + a\gamma) \vec{B}_{\perp} - \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \frac{\gamma}{c_0^2} (\vec{v} \times \vec{E}) \right) , \quad (6.5)$$

mit dem zur Elektronengeschwindigkeit \vec{v} parallelen und senkrechten Magnetfeld B_{\parallel} und B_{\perp} und dem anomalen magnetischen Moment $a = (g_s - 2)/2 \approx 1/860$, welches die Abweichung vom Landè-Faktor g_s des Elektrons von 2 angibt.

Der Winkel ϕ_s um den sich der Spin dreht, ergibt sich aus der Flugzeit t der Elektronen durch die Felder.

$$\phi_s = \omega_s t \quad (6.6)$$

Zur Spindrehung kommen der Wienfilter und der zweite Solenoid der Strahlführung

zum Einsatz, welche zusammen eine beliebige Spinausrichtung im Raum ermöglichen. Der Einfluss des 90°-Umlenkmagneten auf den Spindrehwinkel liegt bei etwa 0,1° und wird ebenso wie die marginalen Änderungen durch die Lenkspulen nicht weiter berücksichtigt.

Wienfilter

Ein Wienfilter ist die erste Komponente der Strahlführung zur gezielten Rotation des longitudinalen Elektronenspins in die transversale Strahlebene. Bei dieser Komponente handelt es sich um einen Nachbau, basierend auf den am S-DALINAC verwendeten Wienfilter [Fri11, HA14, Hei16].

Damit die Spinausrichtung durch ein zur Flugrichtung senkrechtes Magnetfeld verändert werden kann, ohne die Elektronen aus ihrer Sollbahn im Strahlrohr abzulenken, ist ein elektrisches Feld zur Kompensierung notwendig.

$$-e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = 0 \Rightarrow E_x = v_z \cdot B_y \quad (6.7)$$

Abbildung 6.6 zeigt den Aufbau des Wienfilters zur Erzeugung dieses statischen elektromagnetischen Feldes. Das Magnetfeld wird durch zwei speziell geformte Spulen² erzeugt, welche von einem magnetischen Joch ummantelt sind, um eine Konzentration des Magnetfeldes im Innern des Filters zu gewährleisten. Um Randfelder zu unterdrücken, kommen zwei magnetische Endspiegel aus Nickel zum Einsatz. Das elektrische Feld zum ablenkfreien Transport der Elektronen wird durch einen Kondensator bestehend aus zwei elektrischen Platten generiert.

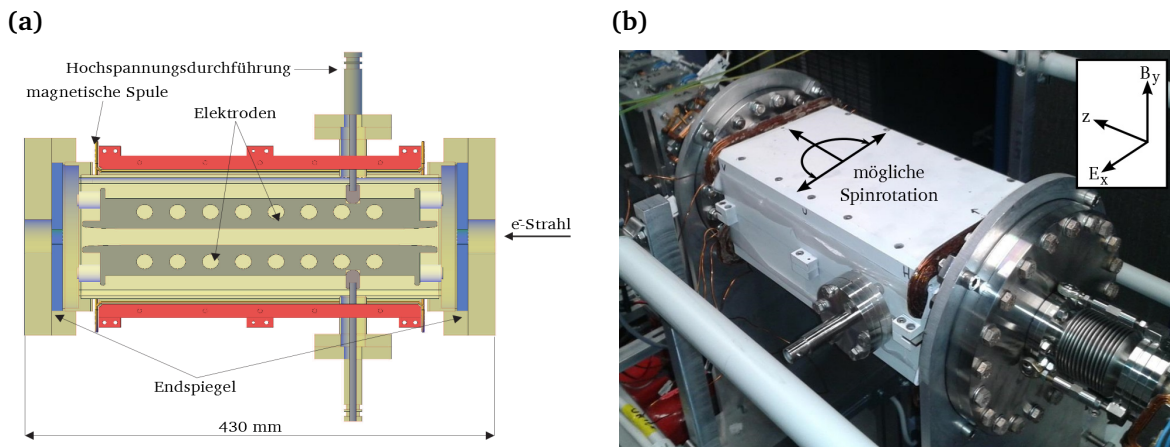


Abbildung 6.6: (a) CAD-Querschnittszeichnungen des Wienfilters, Draufsicht. [Fri11]
(b) Aufnahme des Wienfilters.

Ausgehend von den transversalen elektromagnetischen Feldern des Wienfilters er-

² „window-frame“

gibt sich nach Gleichung (6.5) und dem Kräftegleichgewicht nach Gleichung (6.7) die Präzessionsfrequenz des Spins zu

$$\omega_s = \frac{e}{\gamma m_0} \left((1 + a\gamma)B_y - \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \gamma \beta^2 B_y \right) = \frac{1 + a}{\gamma} \frac{eB_y}{\gamma m_0} = \frac{1 + a}{\gamma} \omega_z, \quad (6.8)$$

mit der Zyklotronfrequenz ω_z [Mey15]. Da $a \ll 1$ ist, lässt sich die Gleichung vereinfachen zu

$$\omega_s \approx \frac{\omega_z}{\gamma}. \quad (6.9)$$

Nach Gleichung (6.6) resultiert daraus eine Spinrotation beim Durchqueren der elektromagnetischen Felder des Wienfilters mit der effektiven Länge l um den Winkel

$$\phi_s = \frac{\omega_z}{\gamma} t = \frac{\omega_z}{\gamma} \frac{l}{\beta c_0}. \quad (6.10)$$

Durch Einsetzen der Zyklotronfrequenz in diese Gleichung ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und dem Rotationswinkel des Spins zu

$$B_y = \phi_s \frac{\beta \gamma^2 m_0 c_0}{el}. \quad (6.11)$$

Der für Photo-CATCH konstruierte Wienfilter weist die in Tabelle 6.2 aufgelisteten und in [Hei16] experimentell bestimmten Parameter zur Rotation des Spins um 90° für die Elektronenergien von 60 keV und 100 keV auf. Die Stärke der elektromagnetischen Felder des am S-DALINAC verwendeten Wienfilters liegen bei einer Spinrotation um 90° und einer Elektronenenergie von 100 keV bei 6,1 mT und 0,97 MV/m [Fri11], womit beide Wienfilter ein nahezu identisches Verhalten zeigen sollten.

Tabelle 6.2: Experimentell bestimmte Parameter des Wienfilters zur Rotation des Elektronenspins bei verschiedenen Elektronenergien. [Hei16]

Parameter	60 keV Elektronenergie	100 keV Elektronenergie
Feldlänge l	$(320,9 \pm 7,5) \text{ mm}$	$(320,9 \pm 7,5) \text{ mm}$
Spindrehwinkel ϕ_s	90°	90°
Relativgeschwindigkeit β	0,446	0,548
Lorentzfaktor γ	1,117	1,196
Spulenstrom I	$(5,79 \pm 0,14) \text{ A}$	$(8,14 \pm 0,19) \text{ A}$
Magnetisches Feld B_y	$(4,66 \pm 0,11) \text{ mT}$	$(6,56 \pm 0,16) \text{ mT}$
Elektrisches Feld E_x	$(0,62 \pm 0,01) \text{ MV/m}$	$(1,08 \pm 0,03) \text{ MV/m}$

Solenoiden

Das longitudinale Magnetfeld des ersten Solenoids der Strahlführung führt zu keiner effektiven Spindrehung der dazu parallel longitudinal polarisierten Elektronen. Erst die Spinrotation durch den Wienfilter um 90° ermöglicht eine beliebige Spinausrichtung in der transversalen Ebene durch den Einsatz des zweiten Solenoids.

Ausgehend von dem longitudinalen magnetischen Feld des Solenoids und $a \ll 1$ entspricht nach Gleichung (6.5) die Präzessionsfrequenz des Spins der Zyklotronfrequenz.

$$\omega_s = \frac{e}{\gamma m_0} ((1 + a)B_z) = (1 + a)\omega_z \approx \omega_z \quad (6.12)$$

Analog zum Wienfilter lässt sich daraus die Spinrotation beim Durchqueren des Solenoids mit

$$\phi_s = \omega_s t = \omega_z \frac{l}{\beta c_0} \quad (6.13)$$

und der Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und dem Rotationswinkel des Spins berechnen.

$$B_z = \phi_s \frac{\beta \gamma m_0 c_0}{el} \quad (6.14)$$

Da sowohl der Rotationswinkel des Spins als auch die Fokallänge aus Gleichung (6.3) von der Stärke und der Länge des magnetischen Feldes abhängen, empfiehlt sich ein langer Aufbau des Solenoids, damit eine Spindrehung um 90° erreicht werden kann, ohne die Fokallänge zu kurz werden zu lassen. Daher ist der zweite Solenoid mit einer Länge von 300 mm konzipiert worden. Abbildung 6.7 zeigt den Rotationswinkel des Spins in der transversalen Ebene für die Elektronenergie von 60 keV von Photo-CATCH und 100 keV zum Vergleich. Bei 60 keV Elektronenergie ist bei einem maximalen Betriebsstrom von 7 A des Solenoids ein Spindrehwinkel von $119,4^\circ$ möglich und auch bei 100 keV mit $90,7^\circ$ kann in Kombination mit dem Wienfilter jede beliebige Ausrichtung des Spins im Raum erreicht werden. Die starke Brechkraft des Solenoids bei einem Strom von 7 A kann durch eine Defokussierung des Elektronenstrahls durch das vorherige Quadrupol-Triplett kompensiert werden.

6.2.3 Deflektorkavität

In der Strahlführung des S-DALINAC wird eine induktiv gekoppelte Deflektorkavität dazu verwendet, einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit der Beschleunigerfrequenz über eine Lochblende zu lenken, um dem Strahl die für den Eintritt in die supraleitende Injektor nötige Zeitstruktur aufzuprägen (vgl. Kapitel 3, S. 15) [Bah10].

Im Rahmen der Arbeit [Wag13] ist die Funktionsweise dieser Deflektorkavität, dessen HF-Feld von einem 50 W-Verstärker gespeist wird, insofern genutzt worden, dass es mit ihr möglich ist, das longitudinale Profil von Elektronenbunchen aus einem

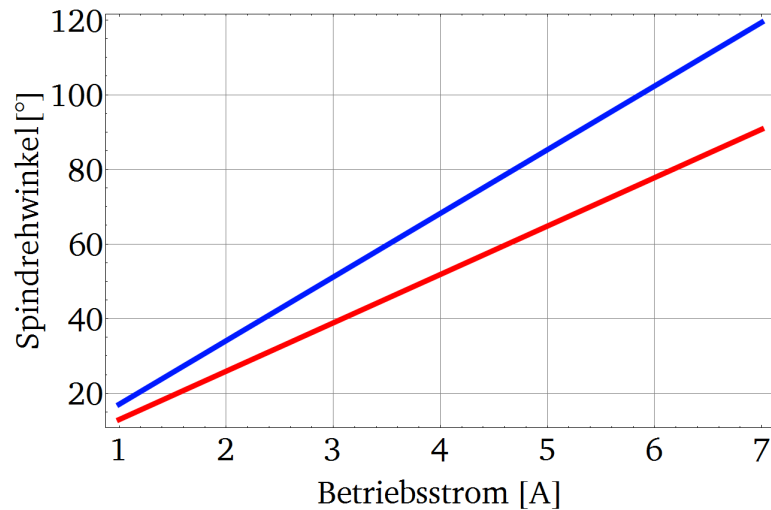


Abbildung 6.7: Berechneter Spindrehwinkel in der transversalen Strahlebene des zweiten Kupfersolenoiden für Elektronenergien von 60 keV (blau) und 100 keV (rot).

gepulsten Strahl in die transversale Ebene zu übersetzen und mit Hilfe einer Schlitzblende ihr Strahl- und Polarisationsprofil mit einer Auflösung von $(7,0 \pm 3,7)$ ps zu vermessen.

Dieses Messprinzip findet auch Anwendung an der Testquelle Photo-CATCH, wofür in Zusammenarbeit mit [Krk14, Hei15] eine eigene Deflektorkavität konzipiert, simuliert und aufgebaut worden ist, mit der eine Messauflösung von < 1 ps durch Einsatz eines 500 W-Klystrons möglich sein soll (vgl. Kapitel 6.3.5, S. 92).

Aufbau und Simulation der Deflektorkavität

Die Deflektorkavität basiert auf dem Funktionsprinzip einer sogenannten Pillboxkavität, einem kreiszylindrischen Hohlraumresonator mit leitenden Wänden, dessen Symmetrieachse mit der Strahlachse übereinstimmt. In ihnen ist es möglich, bestimmte hochfrequente elektromagnetische Wellen wie in einem Resonator zu überlagern (vgl. Gleichung (4.1), S. 22), um stehende Wellen mit ortsfesten Amplituden zu erzeugen. Es wird dabei zwischen transversal-magnetischen $(TM)_{ijk}$ - und transversal-elektrischen $(TE)_{ijk}$ -Moden unterschieden, welche zur eindeutigen Beschreibung mit drei Indizes versehen werden, die die Anzahl der Knotenpunkte in azimuthaler, radialer

und longitudinaler Richtung angeben. Die Lösungen der Feldverteilung in der Kavität ergeben sich aus [Wil96]

$$\begin{aligned} E_r(r, \phi, z, t) &= -E \cdot \frac{\pi r_{kav}}{l} \cdot \frac{k}{x_{ij}} \cdot J'_i\left(\frac{x_{ij}}{r_{kav}} \cdot r\right) \cdot \cos(i\phi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{l} \cdot k \cdot z\right) \cdot e^{i\omega t} , \\ E_\phi(r, \phi, z, t) &= E \cdot \frac{\pi r_{kav}^2}{l} \cdot \frac{ik}{x_{ij}^2 r} \cdot J_i\left(\frac{x_{ij}}{r_{kav}} \cdot r\right) \cdot \sin(i\phi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{l} \cdot k \cdot z\right) \cdot e^{i\omega t} , \\ E_z(r, \phi, z, t) &= E \cdot J_i\left(\frac{x_{ij}}{r_{kav}} \cdot r\right) \cdot \cos(i\phi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{l} \cdot k \cdot z\right) \cdot e^{i\omega t} , \end{aligned} \quad (6.15)$$

mit der imaginären Einheit i , der Amplitude des elektrischen Feldes E , der Kreisfrequenz der Schwingungsmode ω , dem Innenradius der Kavität r_{kav} , der einfachen Besselfunktion i -ter Ordnung J_i , der erste Ableitung der i -ten Besselfunktion J'_i und der j -ten Nullstelle der i -ten Besselfunktion x_{ij} .

Die Resonanzfrequenzen ν_R der TM-Moden ergeben sich aus der Geometrie der Kavität mit

$$\nu_{R,ijk} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \sqrt{\left(\frac{k\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{x_{ij}}{r_{kav}}\right)^2} , \text{ z.B. } \nu_{R,110} = 3,83171 \frac{c_0}{2\pi r_{kav}} . \quad (6.16)$$

Die für die Testquelle Photo-CATCH entwickelte Deflektorkavität ist in der Abbildung 6.8 zu sehen, sowie in den Abbildungen A.14 und A.15 und mit den technischen Details in den Abbildungen A.7 bis A.9. Diese Kupferkavität besteht aus mehreren Komponenten:

- Zwei Stirnflansche sind mit der Strahlführung verbunden und besitzen eine S-förmige Ausfräsung.
- Ein Zwischenring stellt den Mantel des Hohlzylinders dar und ist mit einer Wasserkühlung zur Temperaturstabilisierung versehen.
- Ein Abstimmkolben wird in die Kavität hineingeschoben und verringert das Volumen des Hohlzylinders, damit eine Feinabstimmung der Resonanzfrequenz vorgenommen werden kann.
- Zwei Antennen werden durch einen der Stirnflansche geschoben und dienen zur stirnseitigen kapazitiven Ein- und Auskopplung des anregenden harmonischen 2,9971 GHz-Signals.

Die Deflektorkavität erzeugt in ihrem Hohlraum eine TM_{110} -Mode mit einer Resonanzfrequenz von 2,9971 GHz, der Beschleunigerfrequenz des S-DALINAC. Die entstehenden elektromagnetischen Felder sind mit CST Microwave Studio simuliert worden und sind in den Abbildung 6.9a-c zu sehen. Diese Mode bewirkt zusammen mit den S-förmigen Ausfräsungen der Stirnflansche, welche zu einer Rotation des magnetischen Feldes entlang der Strahlachse führen [Shv96], dass die durchlaufenden

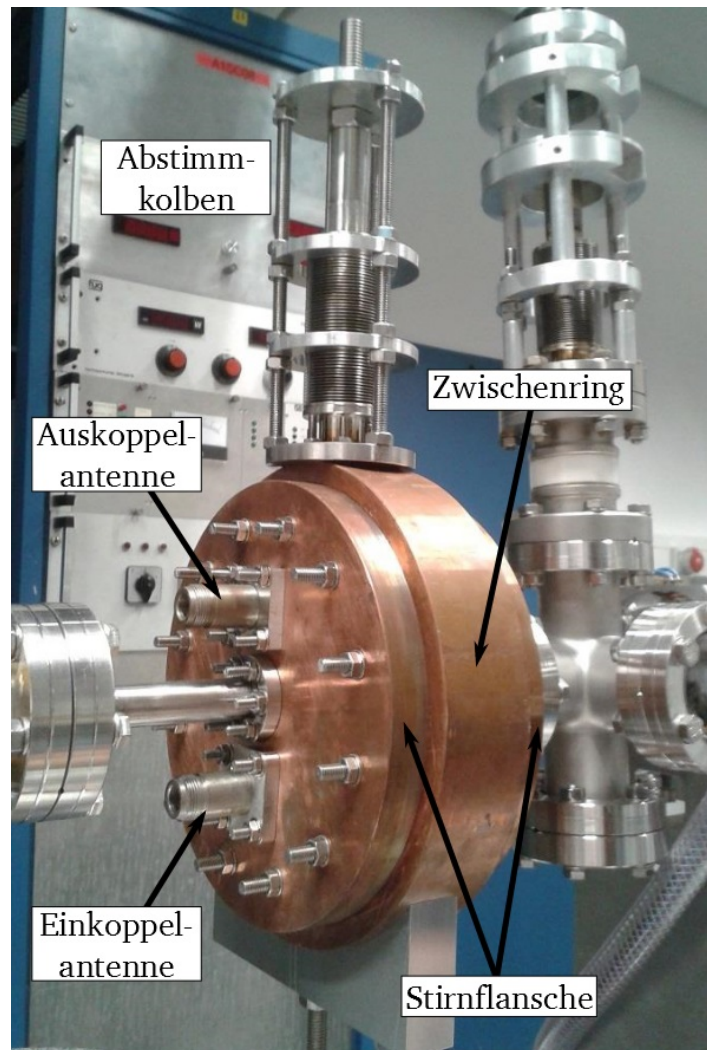


Abbildung 6.8: Aufnahme der Deflektorkavität.

Elektronen in Abhängigkeit ihrer Eintrittsphase eine unterschiedliche transversale Geschwindigkeitskomponente erhalten und so die entstehende Elektronenbahn einer konusförmigen Spirale entspricht. Abbildung 6.9d zeigt die simulierten Partikeltrajektorien.

Kenngrößen der Deflektorkavität

Zur allgemeinen Beschreibung einer Kavität können verschiedene Kenngrößen herangezogen werden. Der Gütefaktor Q ist definiert als das Verhältnis der gespeicherten Energie im Resonator zu dem Energieverlust in einer Schwingungsperiode. Dies lässt sich auch durch des Verhältnisses der Resonanzfrequenz zu ihrer FWHM $\delta \nu$ ausdrücken:

$$Q = \frac{\nu_R}{\delta \nu} \quad (6.17)$$

Bei der Bestimmung des Gütefaktors ist allerdings zu beachten, dass die gemessene belastete Güte Q_L sich aus der unbelasteten Güte Q_0 der Kavität und der externen Güte Q_{ext} , die den Einfluss der Ein- und Auskopplung beschreibt, zusammensetzt.

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (6.18)$$

Um eine hohe Güte einer Kavität zu erzielen ist die Kopplung des anregenden Signals in den Resonator von entscheidender Bedeutung. Der Koppelfaktor β_k ist definiert als

$$\beta_k = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (6.19)$$

Ein Koppelfaktor von $\beta_k = 1$ beschreibt eine kritische Kopplung, d.h. die gesamte Energie des anregenden Signals wird in den Resonator eingespeist. In den Fällen der überkritischen Kopplung $\beta_k > 1$ und unterkritischen Kopplung $\beta_k < 1$ kommt es zu Verlusten bzw. einer teilweisen Reflexion des eingespeisten Signals. Dies lässt sich auch mit der Impedanz des Systems und den S-Parametern, die in Gleichung (4.23) aus Kapitel 4.2.1 vorgestellt werden, beschreiben

$$\beta_k = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \pm \sqrt{\frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} - 1} \quad (6.20)$$

Das heißt für eine kritische Kopplung muss S_{11} minimal sein.

Bei der Vermessung der Kavität ist ein Abstimmbereich von (2995,9-3002,6) MHz erreicht worden und ermöglicht eine Einstellung auf die Beschleunigerfrequenz von 2997,1 MHz [Hei15]. Bei einem Koppelfaktor $\beta_k = 1,0038 \pm 0,0002$ ergibt sich eine unbelastete Güte von $Q_0 = 10577 \pm 175$ [Krk14].

Die induktiv gekoppelte Deflektorkavität der Strahlführung des S-DALINAC weist im Vergleich dazu eine unbelastete Güte von $Q_0 = 10662 \pm 264$ bei einem Koppelfaktor $\beta_k = 1,08 \pm 0,10$ auf [Bah10]. Damit ist zu erwarten, dass beide Kavitäten dasselbe Verhalten aufweisen.

Während das HF-Feld in der Deflektorkavität am S-DALINAC über ein 50 W-Verstärker versorgt wird, kommt bei der Deflektorkavität an der Testquelle ein 500 W-Klystron für eine phasenaufgelöste Elektronenbunchvermessung zum Einsatz (vgl. Kapitel 6.3.5, S. 94).

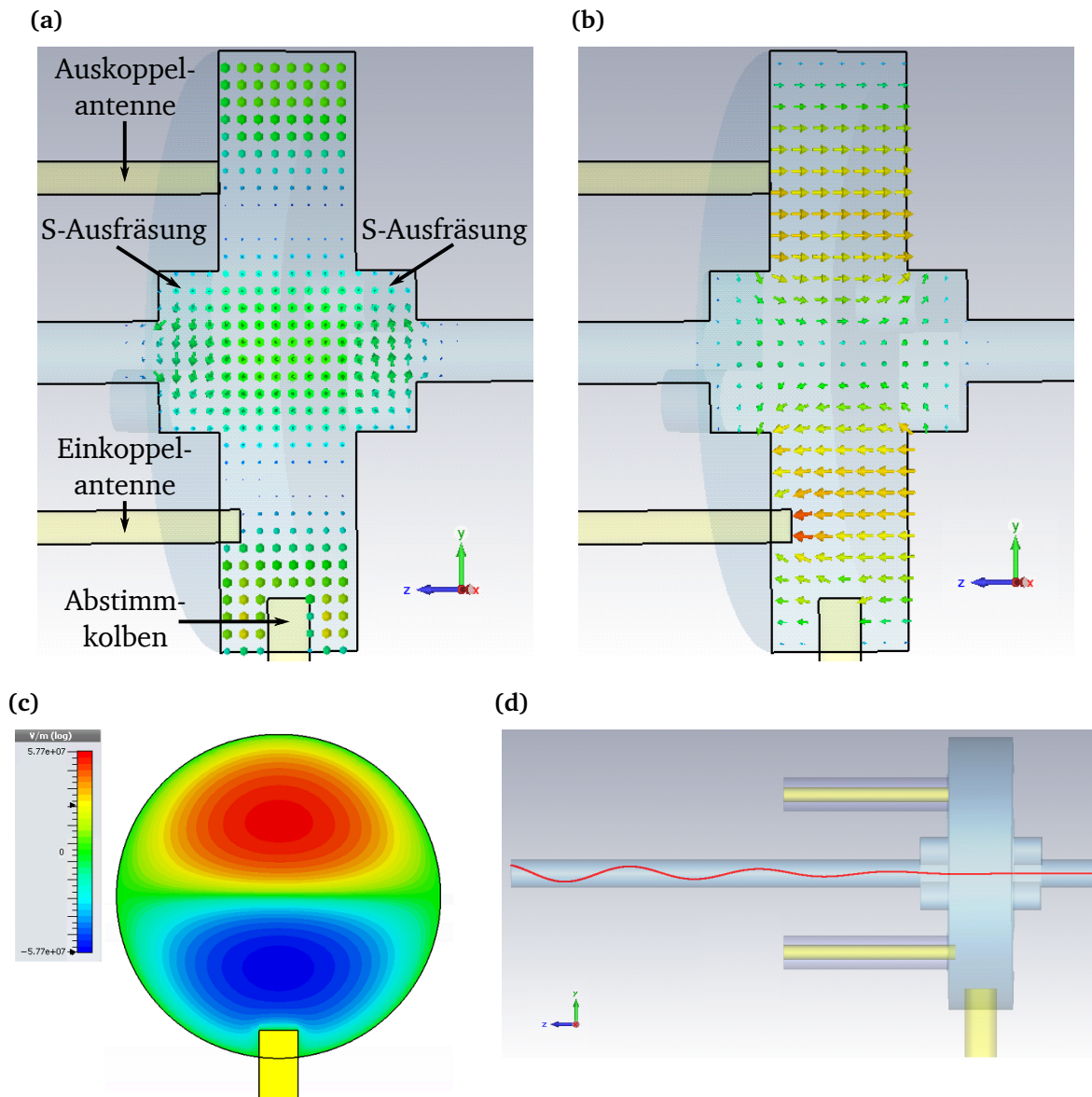


Abbildung 6.9: Simulation der Deflektorkavität mit CST Studio. [Krk14]

- (a) Magnetische Feldverteilung in der y-z-Ebene.
- (b) Elektrische Feldverteilung in der y-z-Ebene.
- (c) Elektrische Feldverteilung in der x-y-Ebene.
- (d) Simulierte Elektronentrajektorien in der y-z-Ebene.

6.3 Strahldiagnostik

Im Folgenden wird die Diagnostik der Strahlführung der Testquelle spinpolarisierter Elektronen Photo-CATCH vorgestellt. Dabei werden alle möglichen Experimente zur Charakterisierung des Elektronenstrahls diskutiert, darunter der Formalismus zur Bestimmung der Strahlemittanz, die Polarisationsgradbestimmung mittels Doppel-Mott-Polarimetrie, die phasenaufgelöste Elektronenbunchprofilmessung sowie die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz- und Polarisationsvermessung von GaAs-Photokathoden.

6.3.1 Positionsbestimmung

Um den Elektronenstrahl mittig durch die Strahlführung und dessen Komponenten zu lenken, sind an vier Positionen Leuchtschirme mit Fadenkreuzen eingebaut. Diese strahlen beim Beschuss mit Elektronen Licht aus, was die optische Kontrolle des Elektronenstrahls ermöglicht, d.h. neben der Positionsbestimmung auch die Qualität des transversalen Strahlprofils. Die Leuchtschirme stehen dabei unter einem Winkel von 45° zum Elektronenstrahl, damit Kameras, die unter 90° zum Elektronenstrahl stehen, perspektivisch korrekte Bilder aufnehmen.

Im UHV-Bereich der differentiellen Pumpstufe kommt ein Leuchtschirm aus der Aluminiumoxid-Keramik CROMOX zum Einsatz. Die restlichen Leuchtschirme im HV-Bereich der Strahlführung bestehen aus Berylliumoxid.

Damit die eintreffende Ladung auf den Schirmen abgeführt werden kann, sind diese im Rahmen dieser Arbeit mit Gold beschichtet worden. Dazu ist im ersten Schritt des Beschichtungsverfahrens eine etwa 20 nm dicke Goldschicht auf die Leuchtschirme aufgedampft worden. Anschließend werden im zweiten Schritt die Schirme mit einer Maske des Fadenkreuzes versehen und wieder mit einer etwa 20 nm dicken Goldschicht bedampft.

Die Schlitzblende der phasenaufgelösten Elektronenbunchprofilmessung (vgl. Kapitel 6.3.5, S. 92) besteht aus einer Kupferscheibe, die mit Zinksulfid beschichtet ist, um auch hier eine Positionsbestimmung des Elektronenstrahls vornehmen zu können. Diese Art der Beschichtung für einen Leuchtschirm aus Kupfer ist neu am Institut für Kernphysik und kann eventuell die giftigen Berylliumoxidleuchtschirme, die auch am S-DALINAC verwendet werden, ersetzen.

6.3.2 Strommessung

Zur invasiven Bestimmung des Strahlstroms werden becherförmige Kupferzylinder, sogenannte Faradaybecher verwendet. Treffen Elektronen auf die Metalloberfläche, werden diese absorbiert und es kommt zu einem messbaren Elektronenüberschuss. Dabei sind drei Prozesse besonders zu beachten:

- Die Wände der Faradaybecher müssen dick genug sein, damit alle Elektronen darin abgestoppt werden. Die Reichweite der Elektronen in Kupfer, also die Wegstrecke, die die Elektronen zurücklegen, bis ihre kinetische Energie im Material auf null sinkt, lässt sich durch die Bethe-Bloch-Gleichung bei einer Energie von 100 keV auf $23\text{ }\mu\text{m}$ abschätzen [Leo94].
- Durch die Absorption der Elektronen im Kupferzylinder wird deren kinetische Energie in Wärme umgewandelt. Daher muss der Faradaybecher eine große Wärmekapazität aufweisen und bedarf eventuell einer zusätzlichen Kühlung, um die Temperaturerhöhung und den daraus resultierenden Druckanstieg im Vakuum zu begrenzen.
- Elektronen können an der Kupferoberfläche rückgestreut werden und gehen nicht mit in die Strommessung ein, was bei einer Energie von 100 keV etwa 27 % der Elektronen ausmacht. Eine zylindrische Vertiefung im Faradaybecher erhöht die Wahrscheinlichkeit auch rückgestreute Elektronen noch aufzufangen und die Strommessung zu präzisieren. Der Rückstreuwinkel reduziert sich dabei von 180° auf 37° , was im Fall von Einfachstreuung den Verlust an Elektronen auf 4,75 % reduziert. [TIO71]

An der Testquelle Photo-CATCH werden zwei verschiedene Typen von Faradaybecher verwendet. Die ersten beiden, deren Aufbau in Abbildung 6.10a zu sehen ist, können über pneumatische Aufzüge in die Strahlführung geschoben werden, während ein koaxialer Faradaybecher, der in Abbildung 6.10b zu sehen ist, den derzeitigen Abschluss der Strahlführung bildet. Die Auflösung bzw. der Rauschpegel der Faradaybecher ist von der Abtastrate der institutsintern produzierten QM07-Stromauslese abhängig und weist bis $1\text{ }\mu\text{A}$ eine relative Unsicherheit von 10^{-6} auf. Bei der geringsten Rate von 6 Hz wird eine Stromauflösung von $(50 \pm 40)\text{ pA}$ erreicht.

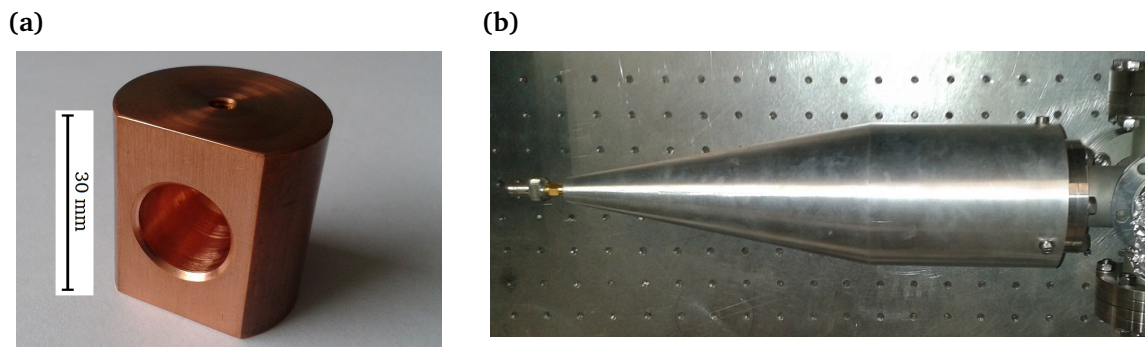


Abbildung 6.10: Aufnahmen der verwendeten Faradaybecher.

6.3.3 Emittanzmessung

Zur Bestimmung der transversalen Strahlemittanz werden an zwei Positionen der Strahlführung Drahtscanner eingesetzt, deren Aufbau in Abbildung 6.11 zu sehen ist. Ein horizontaler und ein vertikaler Draht werden durch das Strahlrohr geschoben,

messen den auftreffenden Strom in Abhängigkeit der Position und tasten auf diese Weise das transversale Strahlprofil entlang der x- und y-Achse ab.

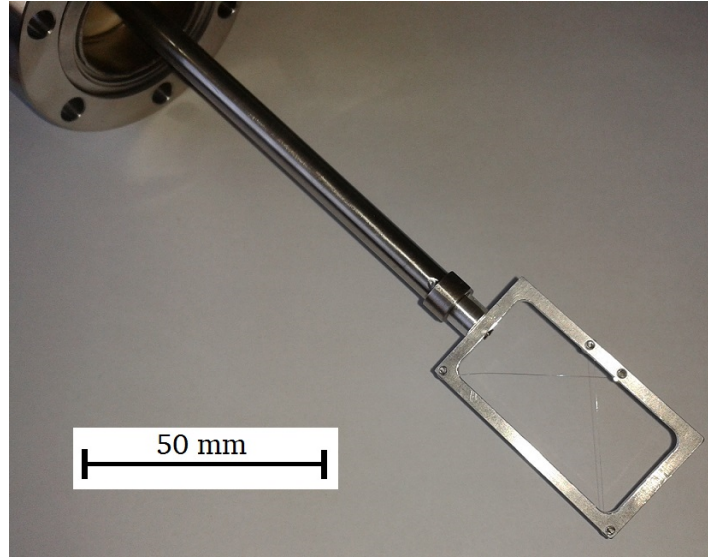


Abbildung 6.11: Aufnahme des Drahtscanners.

Formalismus zur Emittanzberechnung durch Variation der Solenoidfokallänge

Durch Änderung der Fokallänge eines Solenoiden (vgl. Kapitel 6.2.1, S. 76) kann mit einem Drahtscanner ein Datensatz an Strahldurchmessern aufgenommen werden, die dem Matrixelement $\sqrt{\sigma_{11}}$ entsprechen und Rückschluss auf die Strahlmatrix $\hat{\sigma}$ sowie die Emittanz liefern (vgl. Gleichung (5.3), S. 60). Dabei gilt die Annahme, dass die Strahlemittanz während der Manipulation durch den Solenoiden erhalten bleibt.

Die transversale Emittanz $\epsilon_{x,y}$ am Ort des Solenoiden z_1 lässt sich mit der Emittanz am Ort des Drahtscanners z_2 durch die Transfermatrix \hat{M} verknüpfen.

$$\hat{\sigma}(z_2) = \hat{M} \hat{\sigma}(z_1) \hat{M}^T \quad (6.21)$$

Die Transfermatrix setzt sich aus den Matrizen für die Driftstrecke $l = z_2 - z_1$ und für die magnetische Linse mit der Fokallänge f zusammen.

$$\hat{M} = \hat{M}_{Drift} \cdot \hat{M}_{Linse} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/f & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + l/f & l \\ 1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

Daraus ergibt sich für das Matrixelement σ_{11} am Ort des Drahtscanners

$$\begin{aligned} \sigma_{11}(z_2) &= M_{11}^2 \sigma_{11}(z_1) + 2M_{11}M_{12} \sigma_{12}(z_1) + M_{12}^2 \sigma_{22}(z_1) \\ &= \frac{(f+l)^2}{f^2} \sigma_{11}(z_1) + \frac{2l(f+l)}{f} \sigma_{12}(z_1) + l^2 \sigma_{22}(z_1) \end{aligned} \quad (6.23)$$

Diese Gleichung enthält drei unbekannten Matrixelemente am Ort des Solenoiden z_1 , zu deren eindeutigen Bestimmung ein Gleichungssystem benötigt wird, welches mindestens drei gemessene Strahldurchmesser $\sqrt{\sigma_{11}(1/f)}$ bei verschiedenen Fokallängen voraussetzt. Die Anpassungsfunktion aus Gleichung (6.23) an die Daten hat eine parabelförmige Form

$$\sigma_{11}\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{l^2\sigma_{11}(z_1)}{f^2} + \frac{2l\sigma_{11}(z_1) + 2l^2\sigma_{12}(z_1)}{f} + \sigma_{11}(z_1) + 2l\sigma_{12}(z_1) + l^2\sigma_{22}(z_1) \quad , \quad (6.24)$$

mit der die Matrixelemente $\sigma_{11}(z_1)$, $\sigma_{12}(z_1)$ und $\sigma_{22}(z_1)$ bestimmt werden können. Die resultierenden Emittanzen $\epsilon_{x,y}$ in der horizontalen und vertikalen transversalen Strahlebene lassen sich aus Gleichung (5.7) sowie die normierten Emittanzen $\epsilon_{n,x,y}$ aus Gleichung (5.8) berechnen.

6.3.4 Polarisationsgradbestimmung mittels Doppel-Mott-Polarimetrie

Mittels der Mott-Streuung, die in Kapitel 2.4 vorgestellt wird, kann der Polarisationsgrad von Elektronenstrahlen bestimmt werden. Im Zuge des Aufbaus der Testquelle Photo-CATCH wird aktuell in Zusammenarbeit mit [Hei16] ein Doppel-Mott-Polarimeter entwickelt, welches im Gegensatz zu herkömmlichen Mott-Polarimetern zwei Targets einsetzt, um die Extrapolation der Shermanfunktion für eine Targetdicke von 0 m und die mit dieser Analysiermethode verbundene Unsicherheit zu vermeiden [GK91, KM14].

Aufbau und Messverfahren des Doppel-Mott-Polarimeters

Das Doppel-Mott-Polarimeter verwendet zwei Goldfolien als Targets, wie in Abbildung 6.12 dargestellt. Diese beiden Folien müssen nicht wie bei herkömmlichen Mott-Polarimetern Dicken von etwa 60 nm aufweisen, sondern können robuster ausgelegt werden. Wichtig ist jedoch, dass beide Goldfolien aus derselben Produktionscharge stammen, um möglichst gleiche Dicken aufzuweisen.

Zur Polarisationsvermessung muss die Helizität der transversal polarisierten Elektronen verändert werden können. Dies ist durch den Wechsel von rechts- auf linkszirkular polarisiertes Laserlicht möglich, welches die GaAs-Photokathode bestrahlt (vgl. Kapitel 2.2, S. 6).

Die messbare Asymmetrie am zweiten Target ist gegeben aus dem Produkt des Polarisationsgrads P und der von der Targetdicke abhängigen, effektiven Shermanfunktion S_{SZ2}

$$A_1 = P \cdot S_{SZ2} \quad . \quad (6.25)$$

Durch Einbeziehen des ersten Targets mit der Shermanfunktion S_{SZ1} und dem Polarisationsgrad P_T ergibt sich

$$A_2 = P_T \cdot S_{SZ2} = \frac{S_{SZ1} + \alpha P}{1 + S_{SZ1}P} S_{SZ2} \quad , \quad (6.26)$$

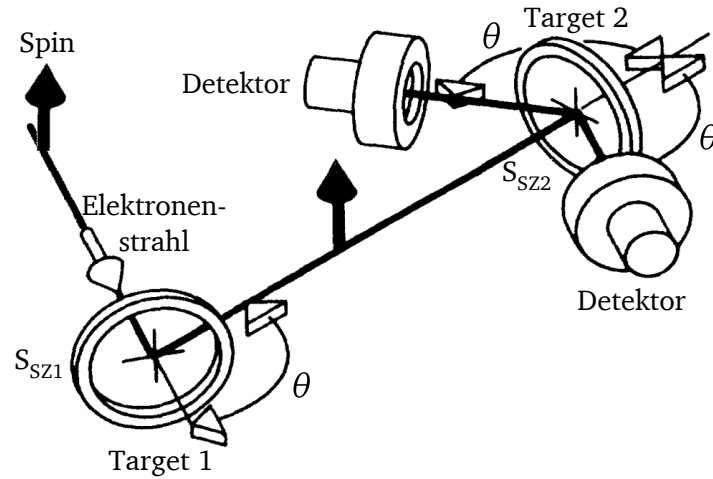


Abbildung 6.12: Schematischer Aufbau eines Doppel-Mott-Polarimeters. Im Aufbau an der Testquelle Photo-CATCH kommen vier Detektoren um das zweite Target zum Einsatz. [GK91]³

mit dem Depolarisationsfaktor α des ersten Targets.

Durch Wechsel der Helizität der Elektronenpolarisation von P zu $-P$ ergibt sich die Asymmetrie zu

$$A_3 = P_T \cdot S_{SZ2} = \frac{S_{SZ1} - \alpha P}{1 - S_{SZ1} P} S_{SZ2} \quad . \quad (6.27)$$

Die Asymmetrie für einen unpolarisierten Elektronenstrahl mit $P = 0$ ergibt sich zu

$$A_4 = S_{SZ1} \cdot S_{SZ2} \quad . \quad (6.28)$$

Unter der Annahme gleicher Targetdicken gilt $S_{SZ1} = S_{SZ2}$, womit ein Gleichungssystem aufgestellt und der von der Shermanfunktion unabhängiger Polarisationsgrad bestimmt werden kann.

$$P = \frac{2A_4 - A_2 - A_3}{(A_2 - A_3)\sqrt{A_4}} \quad (6.29)$$

Der Depolarisationsfaktor α des ersten Targets ergibt sich aus

$$\alpha = \frac{2A_2A_3 - A_2A_4 - A_3A_4}{A_2 + A_3 - 2A_4} \quad . \quad (6.30)$$

Durch die Bestimmung des Polarisationsgrades P und des Depolarisationsfaktors α kann die Shermanfunktion unter einem bestimmten Streuwinkel experimentell ermittelt werden. Ausgehend von Abbildung 2.7 sind die Detektoren⁴ des Doppel-Mott-Polarimeters unter einem Streuwinkel von 120° ausgerichtet, um in einem breiten Teilchenenergiebereich eine hohe Analysierstärke zu erzielen. Abbildung 6.13 zeigt die berechnete Analysierstärke unter diesem Winkel. Dies ermöglicht einen Vergleich zwischen den experimentellen Daten und der theoretischen Berechnung.

³ Urheberrecht American Physical Society, mit freundlicher Genehmigung

⁴ Canberrea, PIPS2 PD50-11-300AM

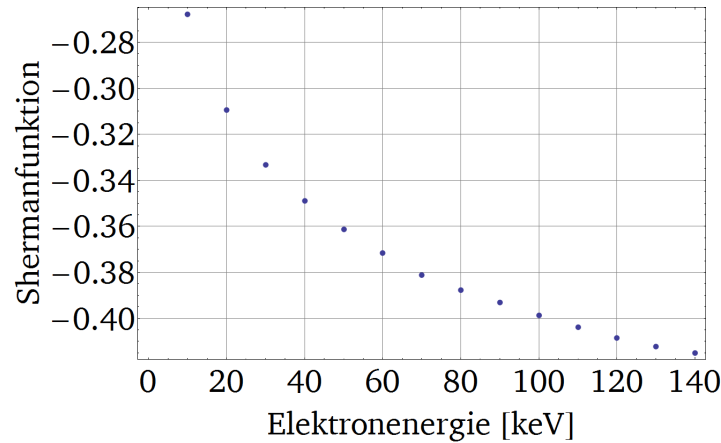


Abbildung 6.13: Berechnung der theoretischen Shermanfunktion für eine Targetdicke von 0 m nach [MOK64] bei einem Streuwinkel von 120° an Goldatomen in Abhängigkeit von der Elektronenergie.

6.3.5 Phasenaufgelöste Elektronenbunchprofilmessung

Die in Kapitel 6.2.3 vorgestellte Deflektorkavität wird an der Testquelle Photo-CATCH dazu verwendet, das longitudinale Strahl- und Polarisationsprofil der Elektronenbunche in die transversale Ebene zu übersetzen. Abbildung 6.14 veranschaulicht das Messprinzip. Der in Kapitel 4.3 vorgestellte Diodenlaser wird mit einem HF-Signal von 2,9971 GHz bzw. Subharmonischen davon moduliert und gepulst. Die damit erzeugten Elektronenbunche an der GaAs-Photokathode werden durch die Strahlführung zur Deflektorkavität geleitet. Der Elektronenstrahl, der nach der Deflektorkavität eine konische und spiralförmige Bahn beschreibt, trifft nach einer Driftstrecke von etwa 865 mm auf eine $50\text{ }\mu\text{m}$ dicke Kupferblende mit einem effektiv $100\text{ }\mu\text{m}$ durchmessenden Schlitz, auf deren Oberfläche der Strahl in Form einer Ellipse projiziert wird. Der Umfang der Ellipse entspricht aufgrund des HF-Signals der Deflektorkavität einer zeitlichen Länge von $1/(2,9971\text{ GHz}) \approx 333,7\text{ ps}$, d.h. bei der Vermessung längere Bunche kann nicht mehr zwischen einem gepulsten und einem kontinuierlichen Elektronenstrahl unterschieden werden. Die Projektion kürzerer Elektronenbunche auf der Schlitzblende entspricht einem Teilausschnitt der Ellipse. Dieser erscheint ortsfest, da das Lasersystem wie auch die Deflektorkavität dasselbe HF-Signal verwenden und daher automatisch miteinander synchronisiert sind. Durch Änderung der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen Laser und Deflektorkavität, welche durch den institutsintern produzierten Phasenschieber LLBBC kontrolliert wird, kann der Teilausschnitt entlang der Ellipse verschoben werden. Der Anteil des Elektronenbunches, der durch den Schlitz der Blende gelangt, kann durch einen Faradaybecher oder ein Doppel-Mott-Polarimeter in seinen Eigenschaften analysiert werden. Durch stückweise Änderung der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ kann so der vollständige Elektronenbunch abgetastet werden.

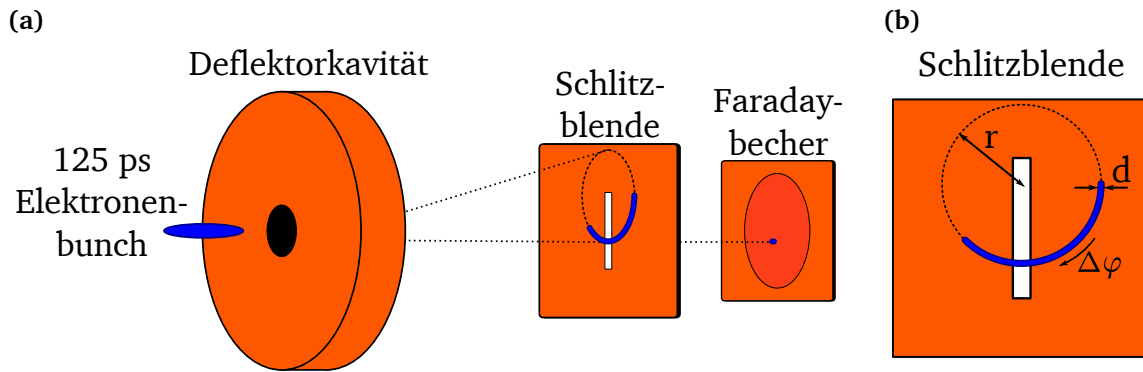


Abbildung 6.14: (a) Schematische Darstellung des Funktionsprinzips der phasenaufgelösten Elektronenbunchvermessung mithilfe der Deflektorkavität und einer $100\ \mu\text{m}$ Schlitzeblende. (b) Projizierte Deflektorellipse auf der Schlitzeblende. Der volle Umfang entspricht einer zeitlichen Länge von $333,7\ \text{ps}$. Der $125\ \text{ps}$ lange Elektronenbunch nimmt einen entsprechenden Teil auf der Ellipse ein.

Aufbau und Bremsreichweite der Schlitzeblende

Die verwendete Schlitzeblende besteht aus Kupfer und entspricht einer $50\ \mu\text{m}$ dicken und $30\ \text{mm}$ durchmessenden Kreisscheibe, durch deren Mitte ein $10\ \text{mm}$ langer und $(191 \pm 10)\ \mu\text{m}$ breiter Schlitz geschnitten wurde. Durch eine Beschichtung der Blendenoberfläche mit Zinksulfid fungiert die Blende zugleich als Leuchtschirm. Die Blende ist daher unter einem Winkel von 45° zum Elektronenstrahl und einer Kamera eingebaut, womit der Schlitz effektiv eine Breite von $(100 \pm 5)\ \mu\text{m}$ zum Abtasten der Elektronenbunche hat.

Damit die Elektronenbunche mithilfe des Schlitzes der Kupferblende abgetastet werden können, muss sichergestellt sein, dass die beschleunigten Elektronen, die auf die $50\ \mu\text{m}$ dicke Blende treffen, diese nicht durchdringen und anschließende Messungen mit Komponenten der Strahldiagnose beeinflussen. Abbildung 6.15 zeigt die continuous slowing down approximation (CSDA)-Reichweite der Elektronen in Kupfer an, also die Wegstrecke, die die Elektronen zurücklegen, bis ihre kinetische Energie im Material auf null sinkt.

Die verwendete $50\ \mu\text{m}$ dicke Kupferblende kann demnach Elektronen mit einer Energie bis $150\ \text{keV}$ vollständig abbremsen, womit die Elektronenenergie von $60\ \text{keV}$ der Testquelle Photo-CATCH gering genug ist, damit sicher keine Elektronen die Kupferblende durchdringen.

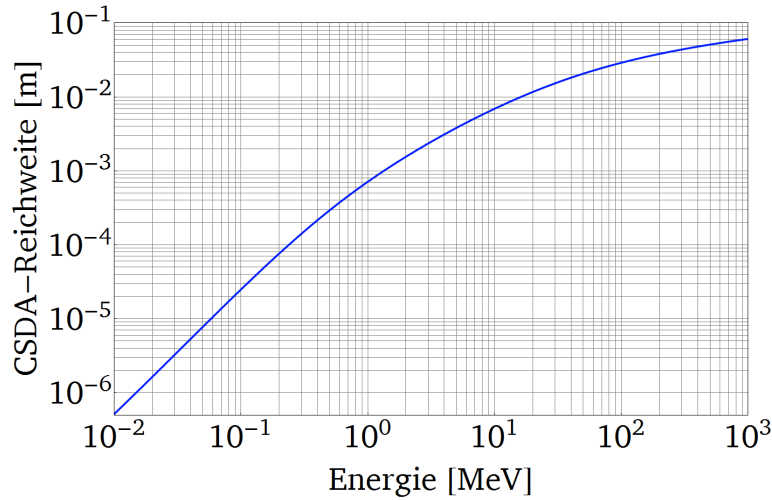


Abbildung 6.15: CSDA-Reichweite von Elektronen in Kupfer in Abhängigkeit von ihrer Energie. Berechnet mit [EST05].

Auflösung des Messverfahrens

Eine phasenaufgelöste Elektronenbunchprofilmessung ist bereits am S-DALINAC mit einer Auflösung von $(7,0 \pm 3,5)$ ps erreicht worden [Wag13]. Die Auflösung, mit der die Elektronenbunche abgetastet und charakterisiert werden können, ist abhängig von mehreren Faktoren, die im Zuge dieser Arbeit so gestaltet wurden, dass deren Auflösung möglichst gering ist.

- Geometrische Auflösung

Wie in Abbildung 6.14b dargestellt, ist der Radius r und die Breite d der Ellipse, die auf der Schlitzblende projiziert wird, entscheidend für die geometrische Auflösung. Da die Breite des Schlitzes mit $100 \mu\text{m}$ wesentlich kleiner ist als d , kann folgender Zusammenhang zwischen dem Radius r und der Auflösung $\tau_{\text{Geometrie}}$ gezogen werden:

$$\frac{\tau_{\text{Geometrie}}}{333,7 \text{ ps}} = \frac{d}{2\pi r} \quad (6.31)$$

In der Arbeit [Wag13] ist eine geometrische Auflösung von $(6,7 \pm 3,7)$ ps erreicht worden, welche den größten Beitrag zur Gesamtauflösung liefert. Hier kam ein 50 W-Verstärker zur Speisung des HF-Feldes der Deflektorkavität zum Einsatz. Damit die geometrische Auflösung minimal wird, wird an Photo-CATCH ein 500 W Klystron an der Deflektorkavität verwendet. Durch diese hohe Leistung wird ein starkes ablenkendes Feld in der Kavität erzeugt, was zu einem größeren Öffnungswinkel der konischen Elektronenflugbahn und einem Faktor 10 größeren Radius r der Ellipse auf der Schlitzblende führt. Zudem ist die Driftstrecke von der Deflektorkavität zur Schlitzblende im Vergleich zu [Wag13] um den Faktor 4,3 größer. Damit sollte die geometrische Auflösung unterhalb einer Pikosekunde liegen.

- Auflösung der Diagnostik

Um das phasenaufgelöste Stromprofil der Elektronenbunche aufzunehmen, wird nach der Schlitzblende ein Faradaybecher verwendet, der Kleinstströme bis (50 ± 40) pA messen kann (vgl. Kapitel 6.3.2, S. 87). Für die Aufnahme des Polarisationsprofils kommt dazu analog ein Doppel-Mott-Polarimeter zum Einsatz (vgl. Kapitel 6.3.4, S. 90).

- Stabilität der Phasendifferenz

Das Lasersystem wird wie die Deflektorkavität mit demselben HF-Signal gespeist, um automatisch eine Synchronisation zu erzielen. Die Stabilität der Phasendifferenz zwischen den HF-Signalen der einzelnen Komponenten wird von äußeren Faktoren, wie Temperaturschwankungen der Kabel beeinflusst. In [Wag13] ist die daraus resultierende Unsicherheit auf 2,2 ps bestimmt worden. Diese lässt sich durch eine erweiterte Phasenstabilisierung, die aktuell von [Bah16] entwickelt wird, weiter reduzieren.

Zusammenfassend lässt sich mit einer Driftstrecke von 865 mm zwischen Deflektorkavität und Schlitzblende, einem 500 W-Klystron zur Versorgung des HF-Feldes der Deflektorkavität und einer Phasenstabilisierung der HF-Signale theoretisch eine Auflösung der Elektronenbunchprofilmessung von unter einer Pikosekunde bewerkstelligen.

6.3.6 Wellenlängenabhängige Quanteneffizienz- und Polarisationsvermessung von GaAs-Photokathoden

Wie in Kapitel 2.2 diskutiert, ist die Quanteneffizienz und der Polarisationsgrad einer GaAs-Photokathode von der Wellenlänge des verwendeten Laserlichts abhängig (vgl. Abbildung 2.4, S. 10). Eine solche Messung kann beispielsweise mit mehreren Laserdioden mit verschiedenen Wellenlängen punktuell realisiert werden. Eine elegantere Lichtquelle ist in Zusammenarbeit mit [Kai15b, Mic15] aufgebaut worden, die ein kontinuierliches Wellenlängenspektrum, auch als Weißlichtspektrum oder Superkontinuum bezeichnet, erzeugt und in Abbildung 6.16 schematisch zu sehen ist.

Zur Erzeugung des Superkontinuums werden (200-400) fs lange Pulse eines Ti:Sa-Lasersystems in eine nichtlineare mikrostrukturierte Glasfaser⁵ eingekoppelt. Durch die nichtlinearen Effekte der Selbstphasenmodulation, des Vierwellenmischens und der Raman-Streuung [Hil04, Sch11] werden die Laserpulse mit einer Mittenwellenlänge von etwa 750 nm und einer Bandbreite von 3,2 nm in ein kontinuierliches Spektrum von 480 nm bis 935 nm umgewandelt.

Um Wellenlängen aus dem Superkontinuum gezielt selektieren zu können, wird das Weißlichtspektrum zunächst durch ein Pellin-Broca-Prisma⁶ dispersiv aufgespalten und nach einer Lochblende in eine Doppelglasfaser eingekoppelt. Zur Variation

⁵ Thorlabs, NL-2.4-800

⁶ Thorlabs, ADB-10

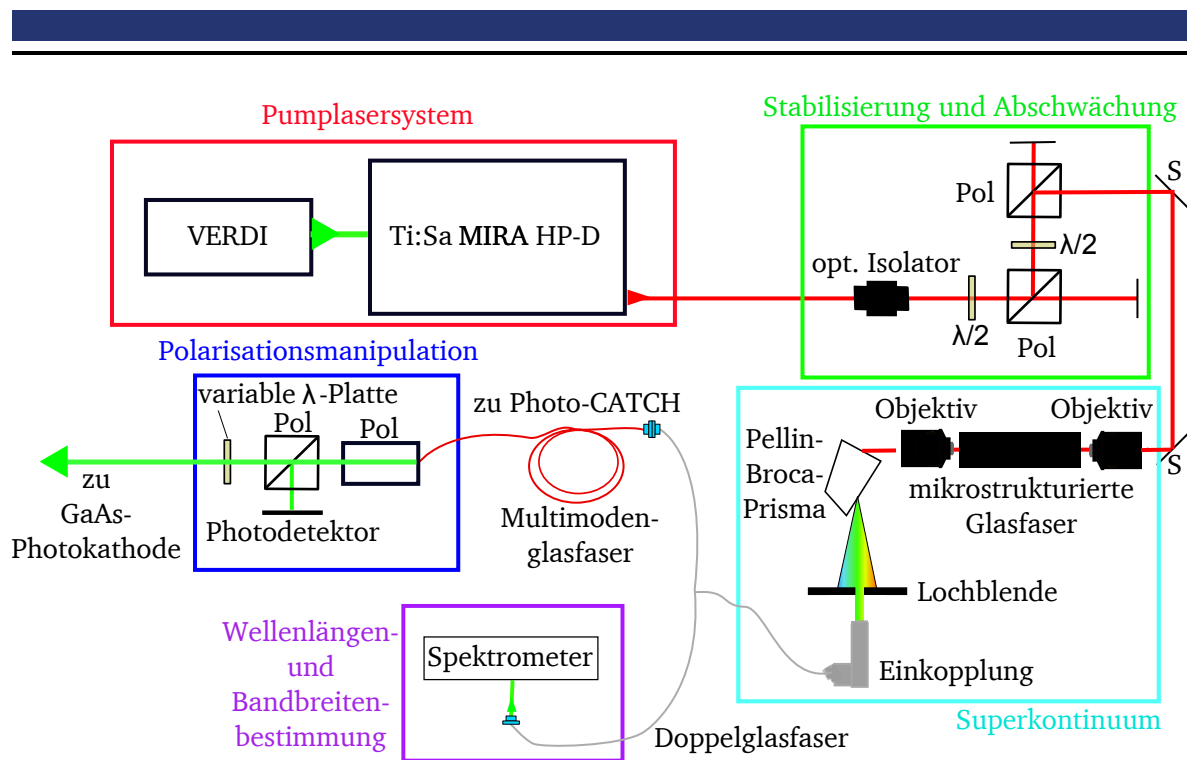


Abbildung 6.16: Aufbau zur Erzeugung eines Weißlichtspektrums und der wellenlängenselektiven Analyse. Ultrakurze Laserpulse eines Ti:Sa-Lasersystems werden durch eine nichtlineare mikrostrukturierte Glasfaser in ein Superkontinuum umgewandelt. Durch ein piezogesteuertes Pellin-Broca-Prisma und eine Lochblende können gezielt Anteile aus dem Spektrum selektiert und in eine Glasfaser eingekoppelt werden. Deren Intensität, Mittenwellenlänge und Bandbreite werden anschließend bestimmt, sowie das Licht zirkular polarisiert, um spinpolarisierter Elektronen an GaAs-Photokathoden erzeugen zu können. [Kai15b]

der eingekoppelten Wellenlängen kann das Prisma durch einen ansteuerbaren Schrittmotor⁷ gedreht werden. Die Schrittweiten des Motors sind jedoch nicht vollständig reproduzierbar, womit dieser zur Wellenlängenkalibration nicht geeignet ist.

Dafür werden 10% des eingekoppelten Spektrums durch die Doppelglasfaser zu einem Spektrometer geleitet, welches zur Kalibrierung der Mittenwellenlänge und der Bandbreite dient. Die gemessenen Spektren weisen Bandbreiten von 3 nm bei einer Mittenwellenlänge von 560 nm bis zu 25 nm bei 860 nm auf. Die hohe Bandbreite im langwelligen Bereich kann durch eine Justage des Aufbaus und die Verwendung von zusätzlichen Blenden jedoch noch auf wenige Nanometer verkleinert werden.

Die restlichen 90% des Spektrums aus der Doppelglasfaser werden in eine 10 m lange Multimodenfaser übertragen und zur Vakuumkammer der Elektronenkanone der Testquelle Photo-CATCH geleitet. Dort befindet sich vor einem Vakuumfenster ein weiterer kompakter Aufbau, der das Lichtspektrum zirkular polarisiert. Wie bereits in Ka-

⁷ Newport, AG-M100N

pitel 2.2 diskutiert, wird zirkular polarisiertes Laserlicht benötigt, um spinpolarisierte Elektronen aus GaAs-Photokathoden zu erzeugen. Da sich die Lichtpolarisation in der Multimodenfaser durch Doppelbrechungen drehen kann, wird die lineare Polarisation des Spektrums nach der Auskopplung durch einen drehbaren Polarisator und einen polarisierenden Strahlteilerwürfel wohl definiert. Der Großteil des Lichts wird durch eine variable Verzögerungsplatte⁸, welche durch einen Flüssigkristall-Kontroller⁹ gesteuert wird, zirkular polarisiert. Ein kleiner Teil der Leistung wird zur Intensitätskalibrierung verwendet. Diese ergibt sich aus dem Intensitätsprofil des Spektrums, welches durch einen Photodetektor bestimmt wird, und aus dem Transmissionsprofil des Vakuumfensters¹⁰. Damit kann die Laserleistung sowie in Kombination mit dem Photostrom aus der GaAs-Photokathode die Quanteneffizienz berechnet werden. Aufgrund mittleren Leistungen der selektierten Spektren von einigen Mikrowatt werden Ströme von (0,69-19,89) nA bei Superlattice-GaAs-Photokathoden erwartet.

Durch die Synchronisierung des gepulsten Ti:Sa-Lasersystems mit dem HF-Feld der Deflektorkavität sind auch die in der mikrostrukturierten Glasfaser erzeugten Spektren gepulst und synchron. Dies ermöglicht die Untersuchung der Strom- und Polarisationsprofile der Elektronenbunche in Abhängigkeit der Wellenlänge mit dem in Kapitel 6.3.5 diskutierten Messverfahren.

⁸ Thorlabs, LCC1111-B

⁹ Thorlabs, LCC25

¹⁰ VACOM, VPCF40UVS-L



7 Kontrollsystem der Testquelle

Photo-CATCH

In diesem Kapitel wird das Kontrollsystem und die Benutzeroberfläche der Testquelle Photo-CATCH vorgestellt. Dieses dient zur Ansteuerung sowie zur Auslese der Komponenten und der experimentellen Parameter der gesamten Testquelle, bestehend aus dem gepulsten Lasersystem aus Kapitel 4.3, der Vakuumsensoren der Testquelle aus Kapitel 5 und den Komponenten der Strahlführung, die in den Kapiteln 6.2 und 6.3 der Elektronenstrahlmanipulation und -diagnostik vorgestellt werden.

7.1 Netzwerkstruktur des Kontrollsystems

Die Struktur des Kontrollsystems ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Der Operator der Testquelle kann von seinem Computer im Kontrollraum aus über eine Remote-Desktopverbindung auf den „Polarized01“-Computer zugreifen, auf dem alle Netzwerksysteme zur Kommunikation, Ansteuerung und Auslese der Testquelle sowie der polarisierten Quelle SPIN am S-DALINAC zusammenlaufen. Dadurch wird die Testquelle in das bereits vorhandene Beschleunigersystem nahtlos integriert.

Alle netzwerkfähigen Komponenten, die über eine Ethernet-/WLAN-Schnittstelle verfügen, können direkt über TCPIP mit dem „Polarized01“-Computer kommunizieren. Dazu zählen

- diverse Geräte zum Betrieb und Analyse der Lasersysteme, darunter Oszilloskope, ein Spektrumanalysator sowie ein Analog-zu-Digital-Wandler, der die Kommunikation mit Stromtreibern, Polarimetern, einem Autokorrelator, Photodetektoren, Flüssigkristalllinsen und Verzögerungsplatten ermöglicht,
- das Steuermodul des Klystrons, welches das hochfrequente Feld der Deflektorkavität speist (vgl. Kapitel 6.2.3, S. 81),
- die Detektoren des Mott-Polarimeters, deren Signale über Spektroskopieverstärker über einen Analog-zu Digital-Wandler ausgelesen werden,
- und die Netzwerkkameras der Testquelle zur Videoüberwachung der Elektronenkanone, Leuchtschirme, Faradaybecher und Drahtscanner.

Für Komponenten ohne Netzwerkschnittstellen ist in Zusammenarbeit mit [Kai15a, Kai15b] der „Experimental Physics and Industrial Control System“ (EPICS)-Server „felcanioc“ eingerichtet worden. EPICS wird häufig als Echtzeit-Kontrollsystem über Prozess-Variablen (PV) zur Steuerung und Auslese wissenschaftlicher Instrumente an Teilchenbeschleunigern genutzt [URL07]. Dieses System wird auch am S-DALINAC eingesetzt [Bur16] und kommuniziert mit

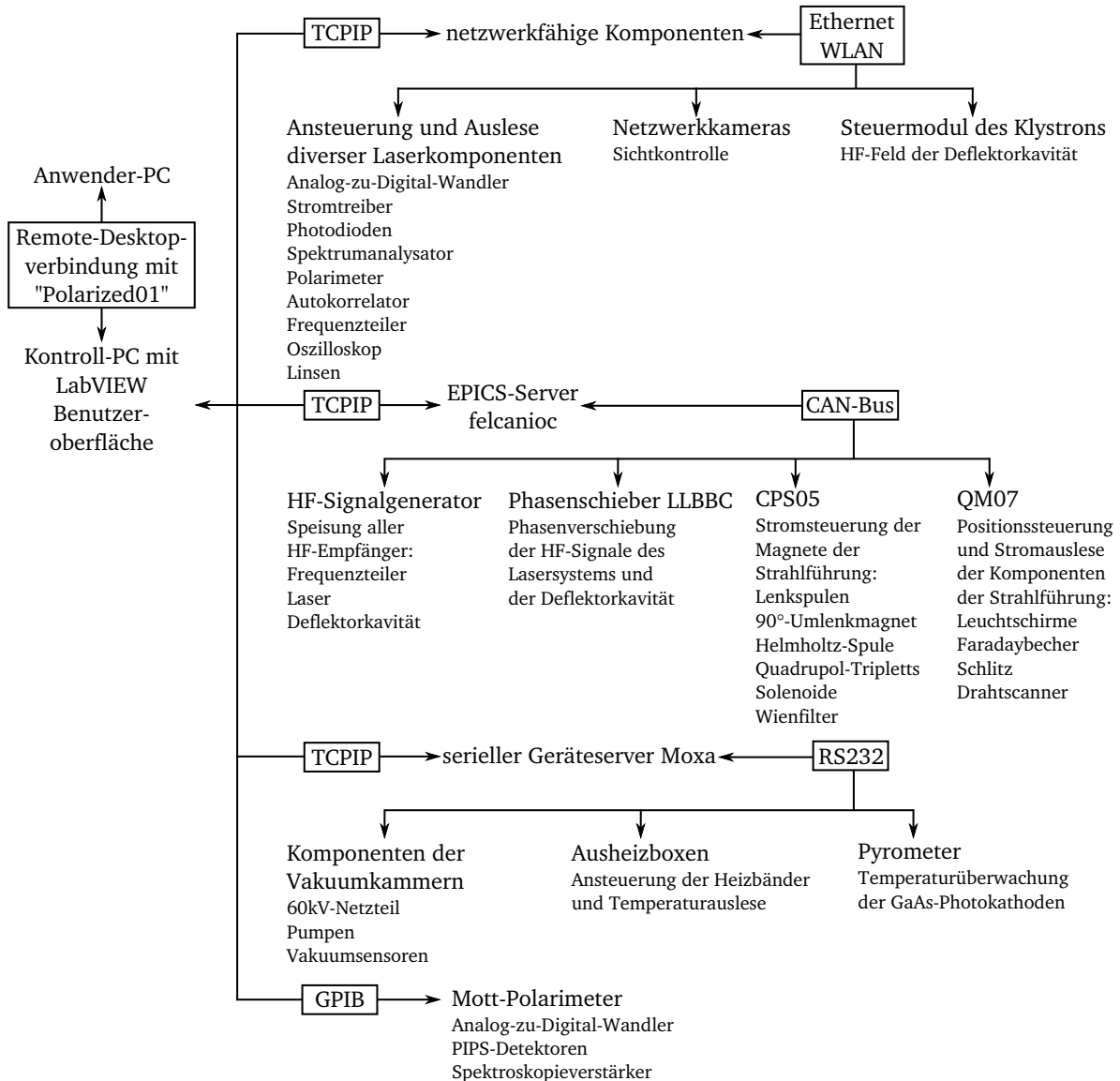


Abbildung 7.1: Übersicht über die Netzwerkstruktur des Kontrollsystems der Testquelle Photo-CATCH.

- dem HF-Generator des Instituts, der ein harmonisches HF-Signal mit 2,9971 GHz erzeugt und dessen Amplitude und Phase kontrolliert werden kann,
- dem institutsintern produzierten Phasenschieber LLBBC, der die Variation der Phasendifferenz zwischen dem zur Laserpulsung genutzten HF-Signal und dem zum Betrieb der Deflektorkavität nötigen HF-Signal ermöglicht, um eine phasen aufgelöste Bunchprofilmessung vornehmen zu können (vgl. Kapitel 6.3.5, S. 92),
- den institutsintern produzierten CPS05-Netzteilen, welche als Stromtreiber aller Magnete der Strahlführung sowie der Heizdrähte und Dispenser in den Vakuumkammern dienen,
- und den institutsintern produzierten QM07-Komponenten, welche zur Positionskontrolle und präzisen Stromauslese von Leuchtschirmen, Faradaybechern und

Drahtscannern an der Strahlführung zum Einsatz kommen. Die Strommessung weist bis $1\text{ }\mu\text{A}$ eine relative Unsicherheit von 10^{-6} auf, aber auch Messungen von Kleinstströmen bis $(50 \pm 40)\text{ pA}$ sind möglich.

Neben dem EPICS-Server sorgt ein Geräteserver¹ für die Verknüpfung serieller Geräte mit einer RS-232-Schnittstelle in das Netzwerk sowie für deren Ansteuerung und Auslese. Dazu zählen

- das 60 kV-Hochspannungsnetzteil der Elektronenkanone (vgl. Kapitel 5.1.2, S. 69),
- die Vakuumsensoren zur Auslese der Drücke in den Vakuumkammern und der Strahlführung der Testquelle,
- die institutsintern produzierten Ausheizboxen, in denen alle um die Vakuumkammern gewickelten Heizbänder und Temperaturfühler zusammenlaufen,
- und ein Pyrometer zur Temperaturüberwachung der GaAs-Photokathoden beim Präparationsprozess (vgl. Kapitel 5.2, S. 70).

7.2 LabVIEW-basierte Benutzeroberfläche

Wie in Abbildung 7.1 zu sehen, läuft die Kommunikation aller Komponenten der Testquelle auf dem „Polarized01“-Computer zusammen. Damit der Operateur der Quelle eine vollständige Übersicht und eine intuitive Kontrolle über die Testquelle erhält, ist in Zusammenarbeit und unter Anleitung mit [Ros15b] eine LabVIEW-basierte Benutzeroberfläche realisiert worden, die viele Neuerungen im Vergleich zur Benutzeroberfläche des S-DALINAC bietet.

Die Systemdesignsoftware LabVIEW [URL08] ist sehr weit in der Industrie verbreitet, so dass bei den meisten Geräten direkt ein Treiber für LabVIEW vom Hersteller zur Verfügung gestellt wird. Dies ermöglicht eine weitreichende Vernetzung und einfache Kommunikation mit vielfältigen Geräten. Das frei verfügbare CA Labs [URL09] stellt zudem eine Schnittstelle zwischen EPICS und LabVIEW dar. Dadurch bot sich die Realisierung einer LabVIEW-basierten Benutzeroberfläche für die Testquelle Photo-CATCH an, in der alle Informationen und Steuerungen in einem Programm übersichtlich und strukturiert zusammen laufen. Dies wird im Vergleich dazu am S-DALINAC aktuell durch mehrere unterschiedliche Programme realisiert, beispielsweise einem Programm zur Ansteuerung der Magnete, einem weiteren zum Verfahren der Faradaybecher und Leuchtschirme, sowie einem zusätzlichen Programm zur Auslese der Kamerasignale.

Die neue Benutzeroberfläche der Testquelle reiht sich nahtlos neben das bereits vorhandene Kontrollsystem des S-DALINAC ein [Bur16, Sch16] und ist damit auch für den Beschleuniger nutzbar. Im Folgenden werden die Innovationen dieser Benutzeroberfläche in Bezug auf die Strahlführung, also Elektronenstrahlmanipulation und

¹ Moxa, NPORT 5610

-diagnostik, verglichen zur alten des S-DALINAC diskutiert.

Das aktuelle Kontrollsystem des S-DALINAC nutzt eine Liste, die alle einzelnen Magnete der Strahlführung beinhaltet. Will der Operateur beispielsweise mit einem Quadrupol-Triplett einen Elektronenstrahl fokussieren und alle drei Magnete gleichzeitig bedienen, durchsucht er drei Mal diese Liste und legt die Steuerung der Magnete auf drei analoge Steuereinheiten (in diesem Fall Drehknöpfe, siehe Abbildung 7.2), mit denen er die Stromzufuhr der CPS05-Netzteile zu den Magneten kontrollieren kann.



Abbildung 7.2: Aufnahmen der analogen Steuereinheiten der Strahlführungskomponenten: Drehknöpfe des Kontrollsystems des S-DALINAC (links) und ein Gamepad des Kontrollsystems der Testquelle Photo-CATCH (rechts). [Ros15b]

Von Seiten der Software ist dies insoweit beim neuen Betriebssystem abgeändert, dass hier eine Liste verwendet wird, in denen die vollständigen Komponenten der Strahlführung aufgelistet sind, d.h. ein Quadrupol-Triplett besteht aus einem einzigen Listeneintrag. Dieser Listeneintrag verfügt über eine Substruktur, die die drei Magnete dem Quadrupol-Triplett über ihre jeweilige PV zugeordnet und individuell ansteuerbar macht. Dies führt zu einer wesentlich einfacheren Handhabung und einem intuitiveren Zugang für den Operateur.

Zudem wird anhand der Liste eine graphische und symbolische Visualisierung der steuerbaren Komponenten der Strahlführung ermöglicht. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Das LabVIEW-Programm liest die Komponentenliste aus und zeichnet vordefinierte Symbole für die einzelnen Komponenten und zeigt die aktuellen Ströme der Magnete an. Auf diese Weise kann beispielsweise der vollständige steuerbare Aufbau des S-DALINAC dargestellt werden. Wird eine Komponente in die Strahlführung hinzugefügt oder entfernt, muss nur die Komponentenliste entsprechend an dieser Stelle bearbeitet werden.

Von Seiten der Hardware zur Steuerung des neuen Betriebssystems kommt im Gegensatz zu den Drehknöpfen ein PlayStation-3-Gamepad zum Einsatz, wie in Abbildung 7.2 dargestellt. Dieser bietet große Vorteile:

- Das Gamepad verfügt über zwei analoge Joysticks, zwei weitere analoge Schultertasten und 15 Knöpfe. Die Tastenbelegung kann vom Operateur festgelegt werden und ermöglicht so eine individuelle und kompakte Steuerung.

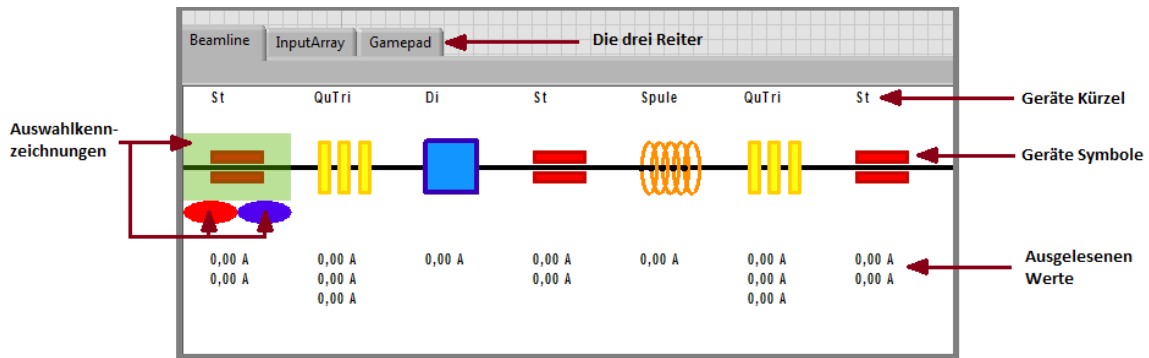


Abbildung 7.3: Ausschnitt aus der LabVIEW-basierten Benutzeroberfläche des Kontrollsystems der Testquelle Photo-CATCH. Die Symbole repräsentieren die einzelnen Komponenten der Strahlführung: (St) Steerer, (QuTri) Quadrupol-Triplets, (Di) Dipolmagnet. Über den Reiter InputArray kann die Liste der Komponenten der Strahlführung eingegeben werden. Der Reiter Gamepad gibt Zugriff auf die Tastenbelegung des Gamepads. [Ros15b]

- Gamepads werden an vielfältigen Stellen verwendet, wodurch Software und Treiber² zur Kommunikation mit Computern von einer breiten Masse unterstützt und gepflegt wird.
- Eine wichtige Fragestellung für den Einsatz neuer Technologie in ein Beschleunigerkontrollsystem ist, wie lange und zuverlässig diese vom Hersteller zur Verfügung gestellt wird. Im Fall von Gamepads kann für die nächsten Jahrzehnte jedoch davon ausgegangen werden, dass sie in der Spieleindustrie als Standardprodukt auch in Zukunft zur Verfügung stehen werden.

Diese Art der Steuerung kann parallel zu den Drehknöpfen am Kontrollsystem des S-DALINAC verwendet werden, mit der Operateur je nach Vorlieben zwischen beiden Systemen entscheiden kann.

Da das Kontrollsystem sich stets weiter entwickelt, ist die LabVIEW-basierte Benutzeroberfläche der Testquelle Photo-CATCH so gestaltet, dass sie stets erweiterbar ist. In der Programmstruktur können neue Komponenten der Strahlführung integriert, aber auch bereits bestehende Komponenten überarbeitet und modifiziert werden. Auch die Einarbeitung ganzer Messverfahren, wie eine Emittanzbestimmung durch einen Drahtscanner und einen fokussierenden Magneten ist möglich. So kann sich im Rahmen kommender Bachelor- oder Masterarbeiten dieses Programm stets weiter entwickeln. Das aktuelle LabVIEW-Programm steht auf dem „Polarized01“-Computer zur Verfügung.

² MotioninJoy, DS3 Tool oder Better DS3



8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Testquelle spinpolarisierter Elektronen Photo-CATCH und ein dazugehöriges gepulstes Diodenlasersystem konzipiert, aufgebaut und charakterisiert. Dieses Testsystem dient zur Erweiterung des wissenschaftlichen Programms des Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC und ermöglicht intensive Studien zur Untersuchung von GaAs-Photokathoden, ohne vom Beschleunigerbetrieb und dessen Wartungsphasen abhängig zu sein. Die Anforderungen an die Eigenschaften des erzeugten Elektronenstrahls entsprechen vollständig denen des S-DALINAC, wodurch erzielte Ergebnisse am Lasersystem, dem Präparationsprozess der GaAs-Photokathoden oder der Strahldiagnostik der Testquelle Photo-CATCH direkt zur Optimierung und Erweiterung des Beschleunigerbetriebs und den zugehörigen Experimenten herangezogen werden können.

Die Elektronenkanone der Testquelle Photo-CATCH, bestehend aus einer Ultrahochvakuumkammer und einer Elektrode mit Pierce-Geometrie, sowie die Eigenschaften des Elektronenstrahls sind eingehend mit CST Studio simuliert worden. Daraus resultierte ein maximales elektrisches Feld von $(0,064 \pm 0,001) \frac{\text{MV}}{\text{m}}/\text{kV}$ auf der Elektrodenoberfläche und eine Strahlemittanz in Abhängigkeit vom Radius des Laserflecks auf der Photokathode von $\epsilon_{n,x} = \left(1,7478(4) \cdot 10^{-4} \cdot \frac{r}{\mu\text{m}} + 2,8(18) \cdot 10^{-5}\right) \text{ mm mrad}$ bei einem Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$. Photo-CATCH stellt Elektronenstrahlen mit einer Energie von aktuell 60 keV zur Verfügung, was durch Austausch des Hochspannungsnetzteils bis auf 100 keV erweitert werden kann. Die Elektronenkanone verfügt über eine eigens für sie konzipierte invertierte Isolatorgeometrie, um einen kompakten Aufbau der Ultrahochvakuumkammer und eine maximale Personen- und Maschinensicherheit vor Überschlügen zu gewährleisten.

Da die Eigenschaften des Laserlichts direkt die Eigenschaften des erzeugten Elektronenstrahls beeinflussen, ist ein eigens für die Elektronenquelle Photo-CATCH entwickeltes gepulstes Halbleiterlasersystem aufgebaut worden. Dieses zeichnet sich durch eine hohe Variabilität seiner Betriebsparameter, im Besonderen dessen Wellenlänge und Repetitionsrate, aus, um der großen Vielfalt an Anforderungen durch verschiedenste kernphysikalische Experimente entsprechen zu können. Durch Wahl der eingebauten Laserdiode können bei einer Wellenlänge von 780 nm hochpolarisierte Elektronenstrahlen aus GaAs-Supperlattice-Photokathoden erzeugt werden, während für hohe Strahlströme, bei denen die Spinpolarisation der Elektronen nicht ausschlaggebend ist, kurzwellige Laserstrahlung im blauen Spektrum und Bulk-GaAs-Photokathoden zum Einsatz kommen.

Das zeitliche Laserprofil beeinflusst direkt das longitudinale Bunchprofil des Elektronenstrahls. Durch die hochfrequente Modulation des Pumpstroms des impedanzangepassten Halbleiterlasersystems, bestehend aus einer Gleichstromquelle und ei-

nem elektrischen Pulsgenerator mit 881 ps langen Pumppulsen, konnten lorentzförmige Laserpulse mit einer minimalen Halbwertsbreiten von $(43,8 \pm 1,2)$ ps bei einer Pulsenergie von $(94,1 \pm 4,7)$ pJ erreicht werden. Das Verhalten des Lasersystems und der dafür ausgenutzte Spiking-Effekt beim Einschwingvorgang ist eingehend simuliert und experimentell bestätigt worden. Demnach sollten elektrische Pumppulse mit einer Länge von etwa 350 ps ultrakurze Laserpulse von wenigen Pikosekunden erzeugen können. Dafür wäre ein leistungsstarker Verstärker mit einer Bandbreite bis etwa 3 GHz notwendig, bzw. bis 4,3 GHz um die ganze Bandbreite auszunutzen, die effektiv durch die erreichte Impedanzanpassung in die Laserdiode eingespeist werden kann. Ein Gleichstrom in Sperrrichtung zur Laserdiode verhindert die Bildung subsequenter Laserpulse und sorgt dabei für eine starke Unterdrückung des Laseruntergrundes. Die geringe mittlere Laserleistung von wenigen Milliwatt dieses Diodenlasersystem kann durch eine optische Nachverstärkung kompensiert werden. Die Repetitionsrate des Lasersystems wird direkt vom elektrischen Pulsgenerator vorgegeben, womit eine diskrete Variation von 0,61 MHz bis 2,9971 GHz, der Repetitionsrate des S-DALINAC, für Flugzeitexperimente und den kontinuierlichen Beschleunigerbetrieb erreicht wurde. Zudem war es möglich die Lebensdauer des angeregten Zustands der verwendeten Laserdiode durch Nachbildung und Berechnung des Einschwingvorgangs auf $(53,0 \pm 4,7)$ ps zu bestimmen.

Zur Charakterisierung des erzeugten Elektronenstrahls ist eine Strahlführung konzipiert und aufgebaut worden. Die Bestimmung der Strahlemittanz ist über zwei Drahtscanner zugänglich. Die elektromagnetischen Felder eines Wienfilters und eines Solenoiden ermöglichen die Rotation des Elektronenspins über den gesamten Raumwinkel bis zu einer Elektronenenergie von 100 keV, während ein Doppel-Mott-Polarimeter zur Bestimmung des Polarisationsgrades zum Einsatz kommt. Eine Deflektorkavität mit einer unbelasteten Güte von 10577 ± 175 bei einem Koppelfaktor von $1,0038 \pm 0,0002$ dient zur Überführung des longitudinalen Elektronenbunchprofils in die transversale Ebene, womit Polarisations- und Stromprofile der Elektronenbunche mit einer Auflösung unter 1 ps vermessen werden können. Ein optisches System zur Erzeugung eines Superkontinuums ermöglicht eine wellenlängenabhängige Quanteneffizienz- und Polarisationsvermessung von GaAs-Photokathoden in einem Bereich von 480 nm bis 1000 nm.

Zum Ansteuern und Auslesen aller Komponenten der Testquelle und des Lasersystems ist ein erweiterbares Kontrollsystem entwickelt worden, welches ins bestehende Netzwerk des S-DALINAC integriert und parallel zum bereits bestehenden Kontrollsystem verwendet werden kann. Eine neu entwickelte LabVIEW-basierte Benutzeroberfläche und ein Gamepad ermöglichen dem Operateur eine übersichtliche und intuitive Steuerung. Die Strahlführung der Testquelle Photo-CATCH wird im Programm symbolisch nachgebildet, wodurch die Überschaubarkeit deutlich erhöht wird.

Neben den vorgestellten Experimenten bietet die Testquelle Photo-CATCH eine Vielzahl an neuen Möglichkeiten für den Forschungsbetrieb des S-DALINAC und der TU Darmstadt, die in hier kurz umrissen werden:

Erzeugung und Charakterisierung spinpolarisierter Elektronen als Versuch der Abteilung C des Praktikums für Fortgeschrittene

Die Versuche im Physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene der Abteilung C der TU Darmstadt vermitteln vielerlei Grundlagen aus der Kern- und Beschleunigerphysik und führen Studierende in unterschiedliche Experimentiertechniken und Auswertungsmethoden ein.

Die Testquelle Photo-CATCH kann als Praktikumsversuch einen wertvollen Beitrag zur Ausbildung von Studierenden darstellen. Zudem kann das regelmäßige Praktikum zu einer qualitativen und quantitativen Weiterentwicklung und Optimierung der Testquelle führen, z.B. durch verschiedene Präparationsprozeduren der GaAs-Photokathoden. Ein mögliches Konzept zur Versuchsdurchführung könnte folgende Schwerpunkte enthalten:

- Wasserstoffreinigung und Präparation einer GaAs-Photokathode
- Bestimmung der Eigenschaften des Elektronenstrahls unter Berücksichtigung der Eigenschaften des Lasers, z.B. Raumladungseffekte durch hohe Laserleistung oder Verwendung eines torusförmigen Laserflecks auf der Photokathodenoberfläche zur Vermeidung einer Quanteneffizienzabnahme durch Ionenrückbombardement auf das Zentrum der Photokathode
- Emittanzbestimmung des Elektronenstrahls
- Polarisationsbestimmung mittels Doppel-Mott-Streuung
- Phasenaufgelöste Elektronenbunchprofilmessung mithilfe der Deflektorkavität
- Bestimmung der Quanteneffizienzabnahme durch Langzeitextraktion (24 h) von Elektronen aus der Photokathode

Denkbare Lernziele für diese Experimente wären:

- Ergänzung des Versuchsspektrum des Fortgeschrittenenpraktikums mit einem Versuch zur Beschleunigerphysik
- Durch die Vielzahl möglicher Experimente besteht eine größere Flexibilität in der Versuchsdurchführung, was offene und wechselnde Aufgabenstellungen ermöglicht, sich aber auch nach dem Interesse der Studierenden richten kann. Dies fördert das forschende Lernen der Studierenden [Bel06].
- Der bisher einzigartige didaktische Aspekt dieses möglichen Versuchs im Fortgeschrittenenpraktikum kann ebenso Bestandteil hochschuldidaktischer Begleitforschung werden.

Mögliche zukünftige Forschungsprojekte

Erzeugung hoher Polarisationsgrade mit GaAs-Photokathoden durch Multi-Photonenanregung

In Kapitel 2.2 wird auf die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen mit verschiedenen Typen von Photokathoden eingegangen. Ausgehend vom vereinfachten Term-schemata von GaAs ist es möglich aus Bulk-Photokathoden mittels eines Zwei-Photonenübergangs mit zirkularer Polarisation einen theoretischen Polarisationsgrad von 100% zu erreichen, wie in Abbildung 8.1 dargestellt. Der Vorteil dieser Methode liegt in der simplen Gitterstruktur von Bulk-GaAs-Photokathoden im Vergleich zu komplizierteren Aufbauten von Supperlattice- oder Strained-Layer-Photokathoden [Hur07]. Nachteilig ist die geringe Quanteneffizienz von GaAs bei großen Wellenlängen und die geringe Wahrscheinlichkeit eines Multi-Photonenübergangs.

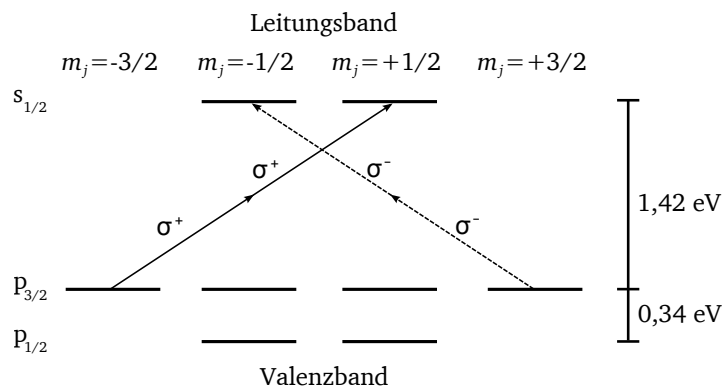


Abbildung 8.1: Zwei-Photonenanregung mit zirkularer Polarisation in Bulk-GaAs. Die Wellenlänge der Photonen beträgt etwa 1746 nm.

Die Vakuumkammer der Elektronenkanone Photo-CATCH verfügt bereits über Vakuumschaufenster aus Saphir, welche in einem Wellenlängenbereich von (400-5500) nm einen Transmissionsgrad von (80-90)% aufweisen und so optimal für langwellige Laserstrahlung sind. Das benötigte Lasersystem steht aktuell nicht zur Verfügung. Dessen Laserleistung sollte allerdings mehrere Watt betragen.

Quanteneffizienzerhöhung durch mehrere Laserfelder

Durch die Verwendung mehrerer Laserfelder ist es möglich, das $p_{3/2}$ -Niveau in GaAs mit energetisch niedrigeren Niveaus des Valenzbandes zu koppeln, wie in Abbildung 8.2 dargestellt. Dadurch wird die Besetzung des $p_{3/2}$ -Niveaus, welches durch den Übergang vom Valenz- ins Leitungsband verringert wird, wieder aufgefüllt, was zu einer kontinuierlichen maximalen Kopplung des $s_{1/2}$ -Niveaus im Leitungsband und einer höheren Quanteneffizienz der Photokathode führt.

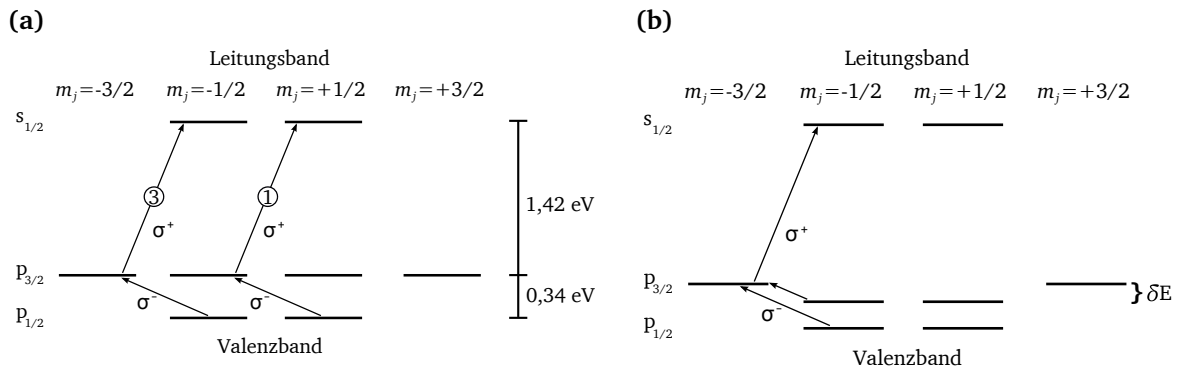


Abbildung 8.2: Quanteneffizienzerhöhung durch Multi-Photonenanregung in (a) einer Bulk- und (b) einer Strained-Layer-GaAs-Photokathode.

Für den Übergang vom $p_{3/2}$ -Niveau ins $s_{1/2}$ -Niveau mit einer Bandlücke von 1,42 eV ist Laserlicht mit einer Wellenlänge von 873 nm notwendig. Der Energielücke von 0,34 eV zwischen den p-Niveaus des Valenzbandes kann mit Laserlicht der Wellenlänge 3647 nm überwunden werden.

Seed Laser

In Kapitel 4.3 wird ein HF-moduliertes Diodenlasersystem mit variablen Repetitionsraten von etwa 1 MHz bis 2,9971 GHz vorgestellt sowie ein Ti:Sa-Lasersystem. Durch Einkopplung des Laserstrahls des Diodenlasers in den Ti:Sa-Resonator kann der Ti:Sa-Laser auf dieselbe Repetitionsrate gezwungen werden. Der Ti:Sa-Laser erfüllt zudem den Zweck eines optischen Verstärkers.

Somit ließen sich die Vorteile der variablen Repetitionsrate des Diodenlasersystems mit der hohen Leistung und den kurzen Pulslängen des Ti:Sa-Lasers vereinen.

Mit dieser Technik sind bereits am TJNAF durch Einspeisung in einen optischen Verstärker Diodenlaserpulse mit Pulsbreiten von etwa 105 ps bei einer Repetitionsrate von 499 MHz von einer mittleren Leistung von 3,3 mW auf 200 mW verstärkt worden [Poe95].



A Anhang

Technische Zeichnungen

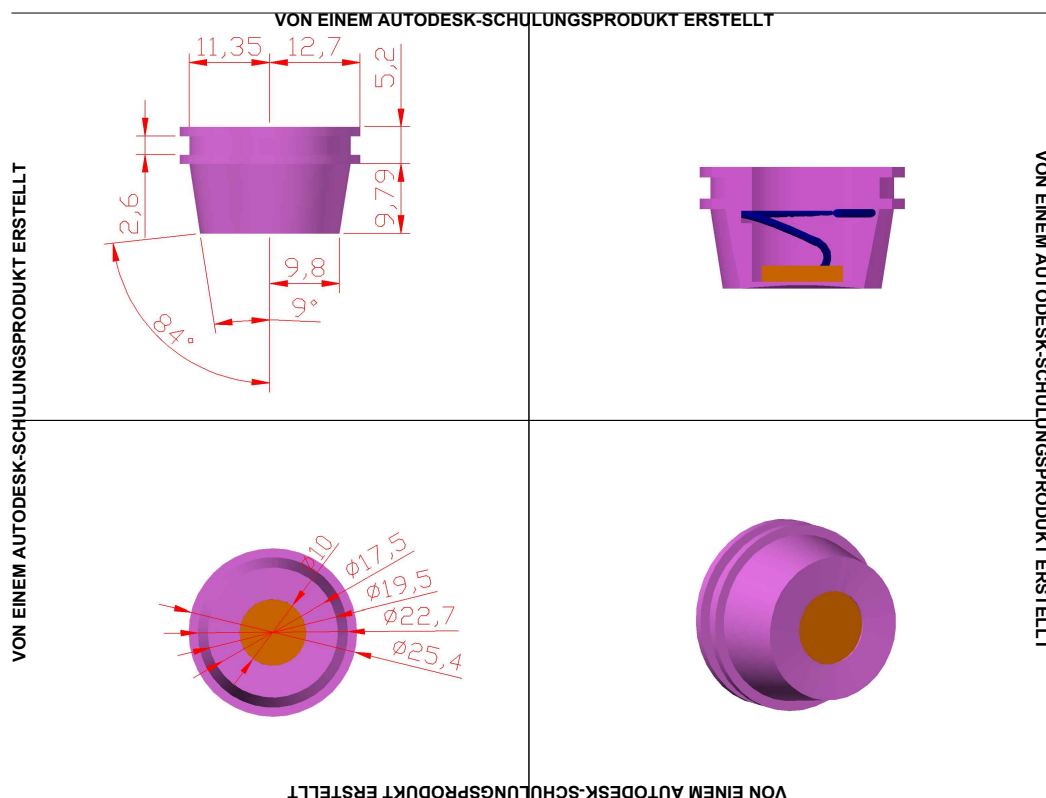


Abbildung A.1: CAD-Zeichnung eines Molybdänpucks zur Fassung einer GaAs-Photokathode, welche durch einen Wolframdraht fixiert wird. Maßangaben in mm.

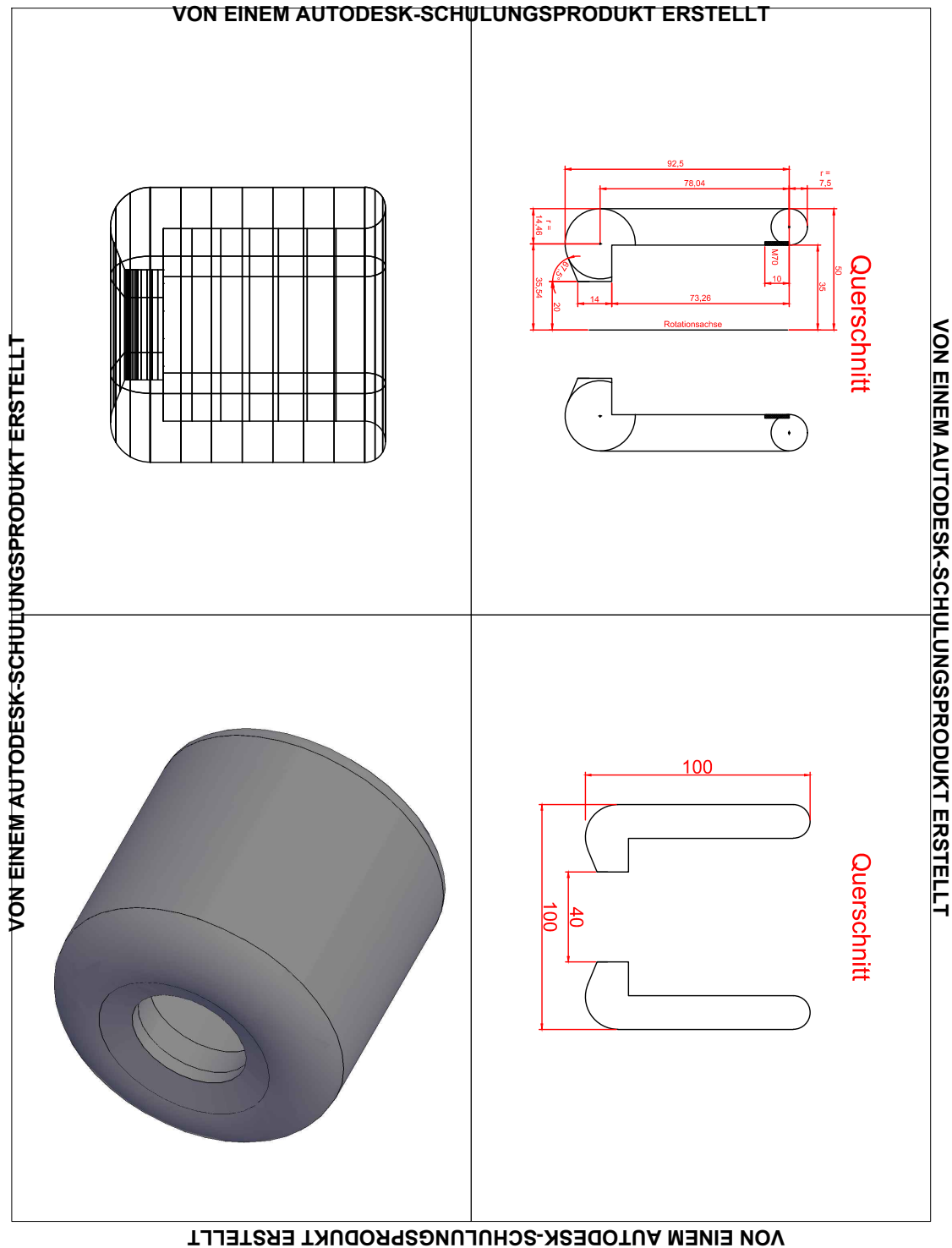


Abbildung A.2: CAD-Zeichnung der Hochspannungselektrode von Photo-CATCH. Material Edelstahl 1.4429ESU. Maßangaben in mm.

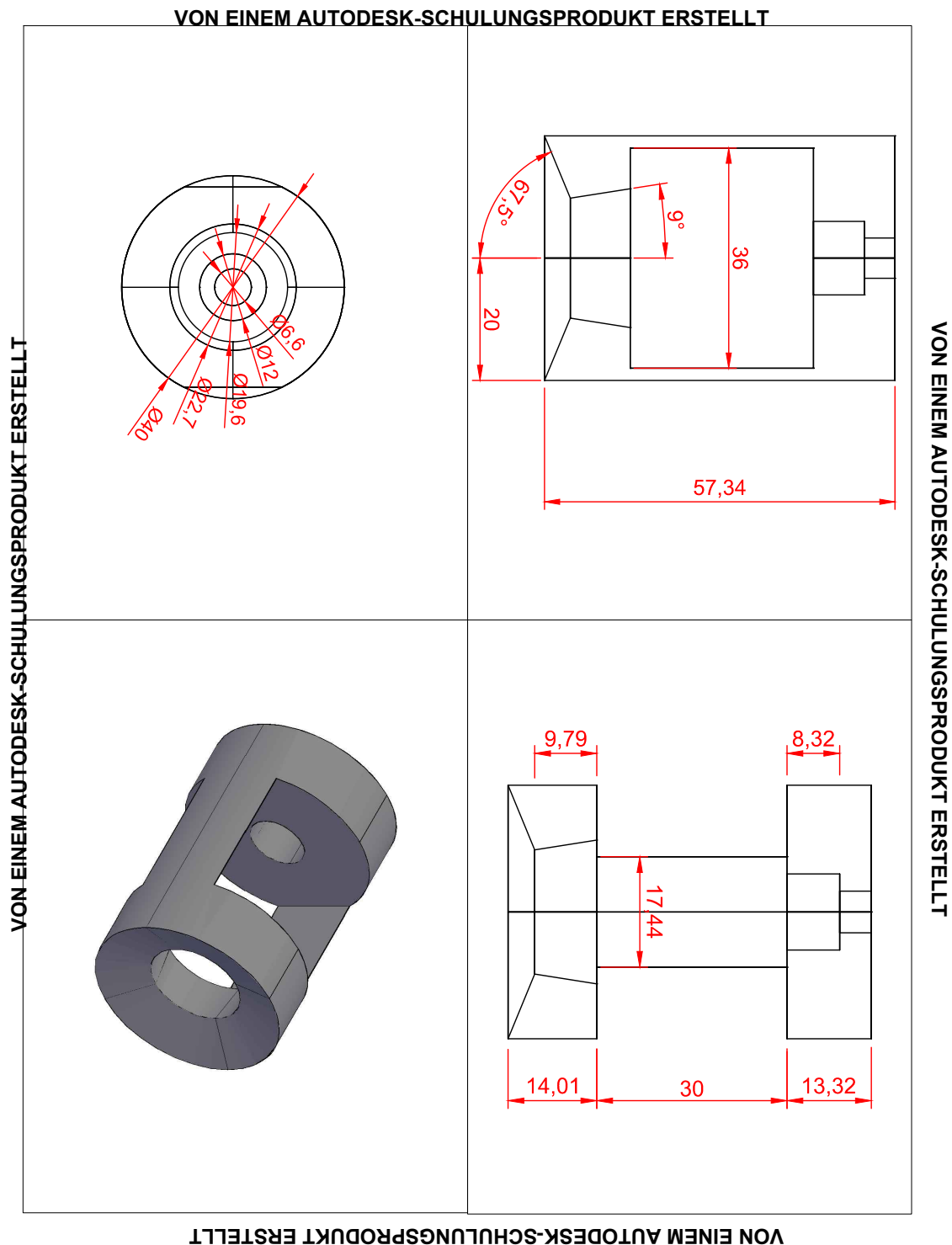


Abbildung A.3: CAD-Zeichnung des Puckaufzugs der Elektrode von Photo-CATCH.
Material Edelstahl 1.4429ESU. Maßangaben in mm.

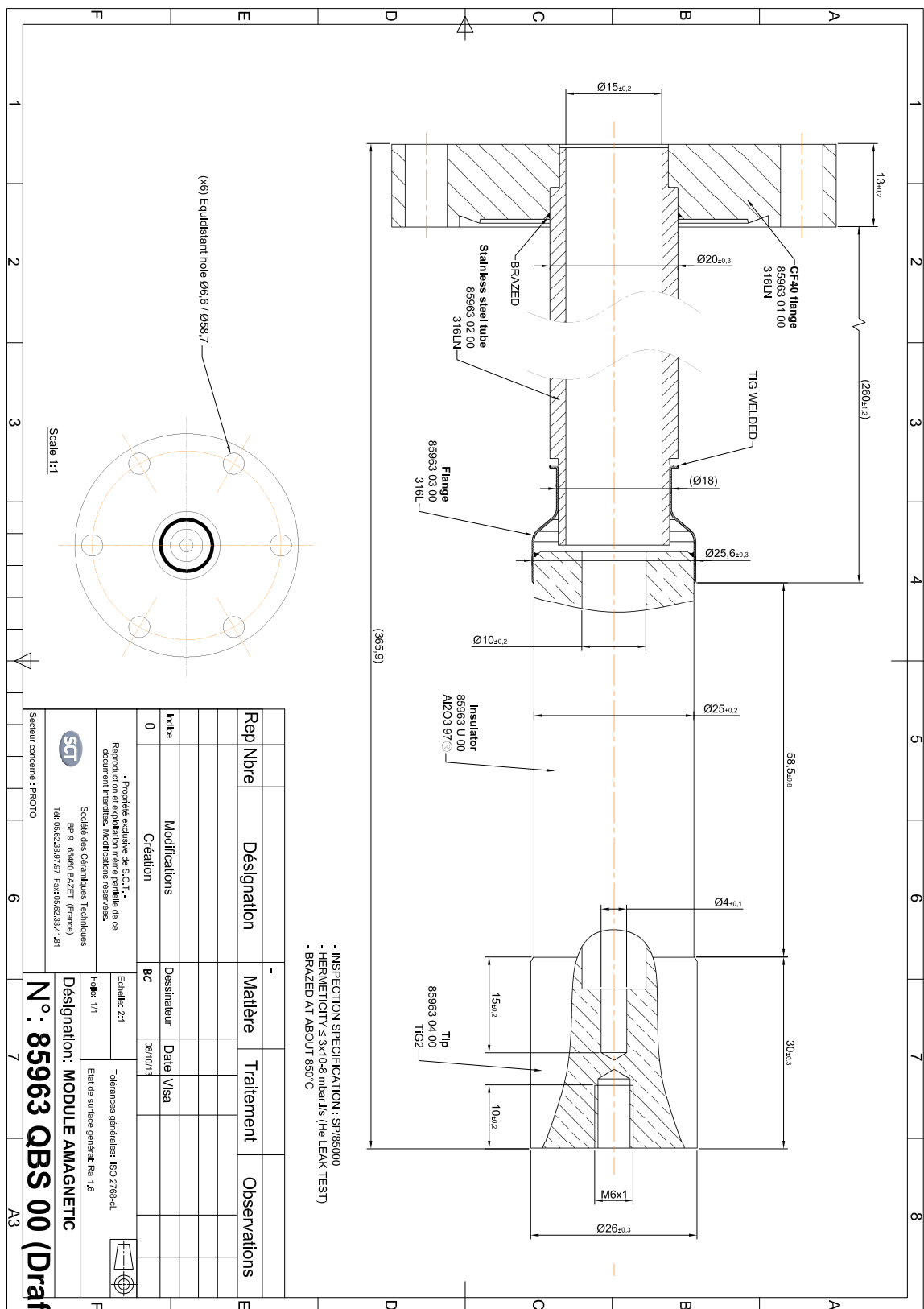
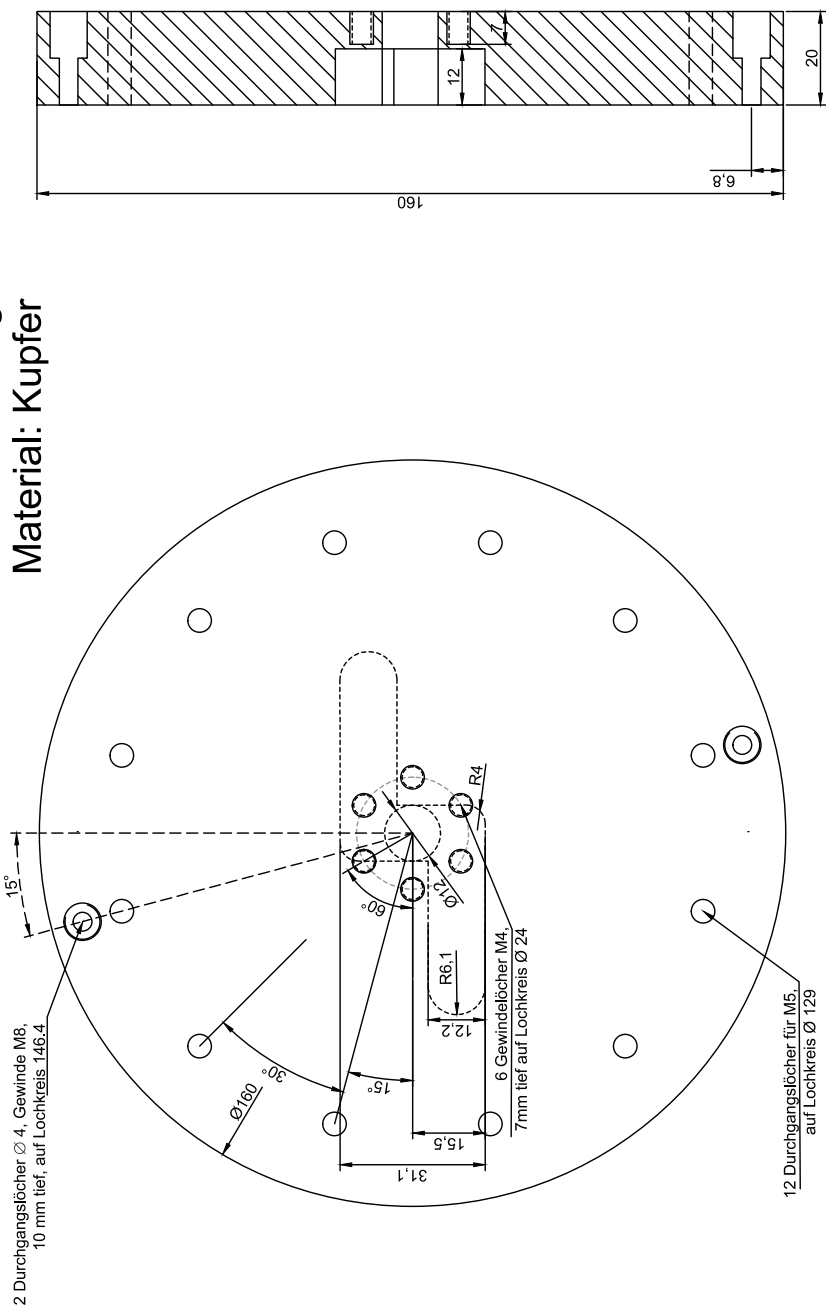


Abbildung A.6: Technische Zeichnung des kleinen Isolators der invertierten Geometrie von Photo-CATCH. Mit freundlicher Genehmigung der Firma SCT Ceramics. Originalgröße A4. Maßangaben in mm.

VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

Stirnflansch 1
Alle Bemaßungen in mm
Material: Kupfer



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

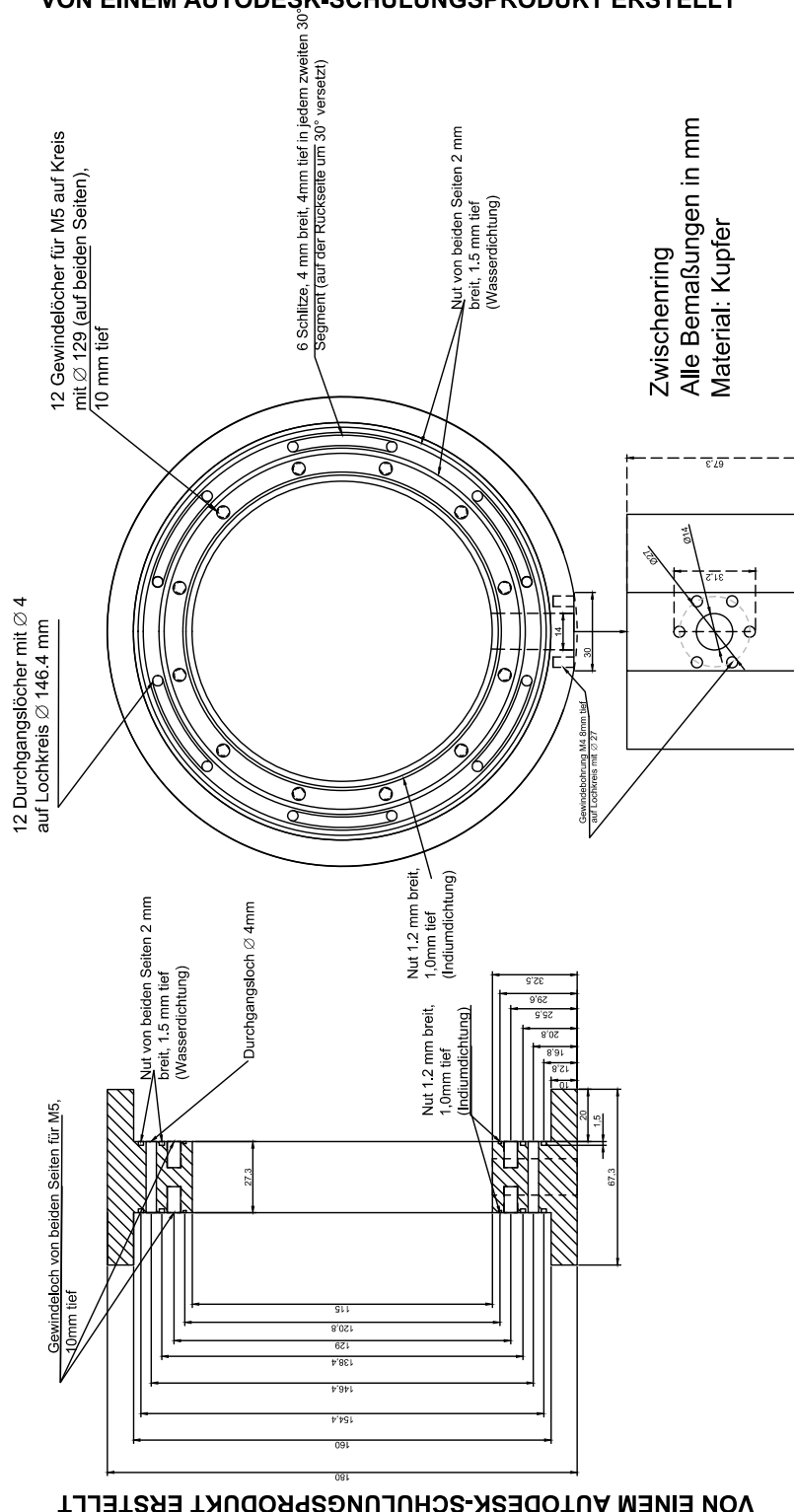
Abbildung A.7: Technische Zeichnung des ersten Stirnflansches der Deflektorkavität. [Krk14]



A. Anhang

VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT



VON EINEM AUTODESK-SCHULUNGSPRODUKT ERSTELLT

Abbildung A.9: Technische Zeichnung des Zwischenrings der Deflektorkavität. [Krk14]

Aufnahmen der Komponenten

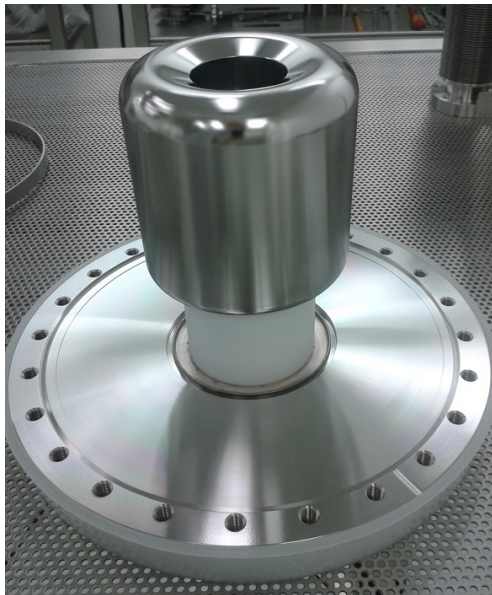


Abbildung A.10: Aufnahme der elektropolierten Hochspannungselektrode mit Isolator von Photo-CATCH. Elektrodenmaterial: Edelstahl 1.4429ESU.

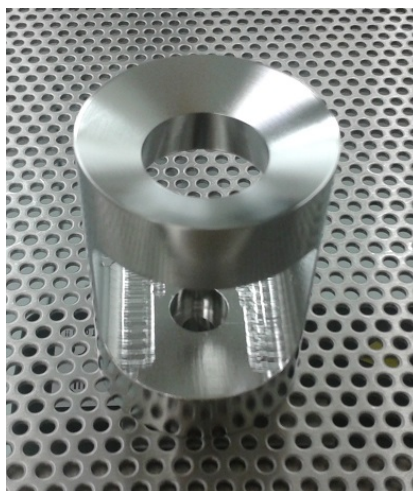


Abbildung A.11: Aufnahme des elektropolierten Puckaufzugs. Material Edelstahl 1.4429ESU.



Abbildung A.12: Aufnahme des Isolators, durch den das Hochspannungskabel geleitet wird, um die Elektrode auf Potential zu setzen.

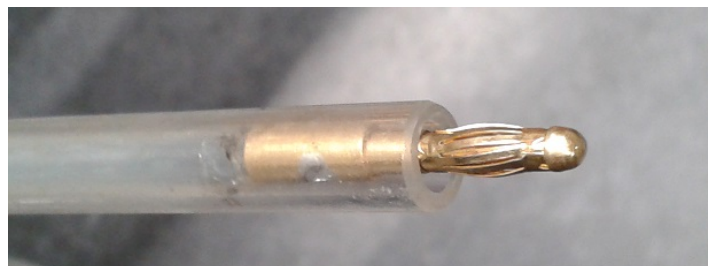


Abbildung A.13: Aufnahme des Hochspannungskabels mit Bananenstecker.

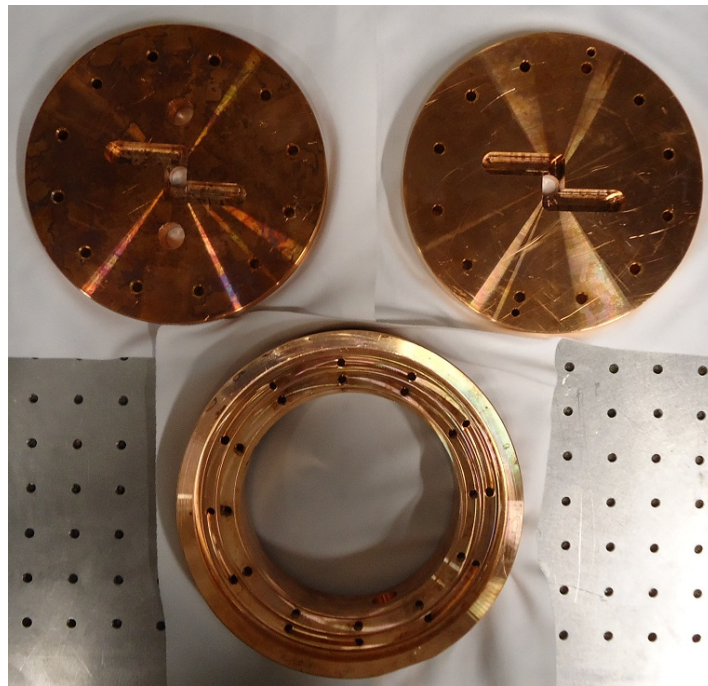


Abbildung A.14: Aufnahme der unpolierten Flansche und Zwischenring der Deflektorkavität. [Krk14]

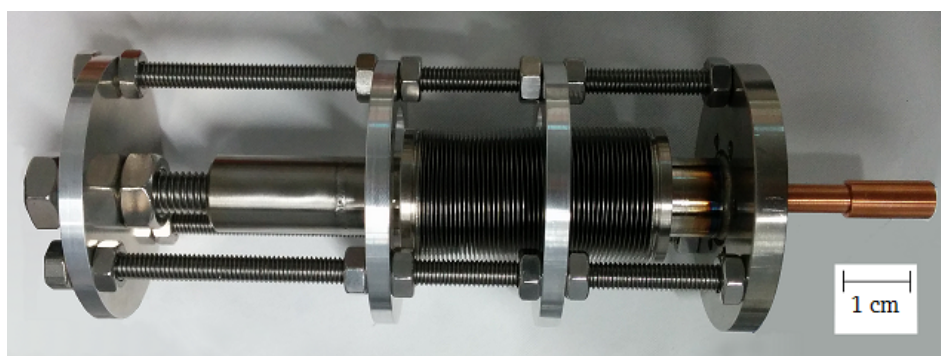


Abbildung A.15: Aufnahme des Abstimmkolbens der Deflektorkavität. [Krk14]

Literaturverzeichnis

- [Abe97] K. ABE ET AL., Phys. Rev. Lett. 78, 815 (1997).
- [Ack15] W. ACKERMANN, persönliche Mitteilung (2015).
- [Add10] P. A. ADDERLEY ET AL., Phys. Rev. STAB 13, 010101 (2010).
- [AH79] P. P. HO UND R. R. ALFANO, Phys. Rev. A 20, 2170 (1979).
- [Ali12] B. ALIKHANI ET AL., Nucl. Instr. Meth. A 675, 144 (2012).
- [All95] R. ALLEY ET AL., Nucl. Instr. Meth. A 365, 1 (1995).
- [Ani99] K. A. ANIOL ET AL., Phys. Rev. Lett. 82, 1096 (1999).
- [Ant04] P. L. ANTHONY ET AL., Phys. Rev. Lett. 92, 181602 (2004).
- [Ant05] P. L. ANTHONY ET AL., Phys. Rev. Lett. 95, 081601 (2005).
- [Arn16] M. ARNOLD, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [Aul07] K. AULENBACHER, Habilitationsschrift Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2007).
- [Bah10] T. BAHLO, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2010).
- [Bah16] T. BAHLO, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [Bak15] V. V. BAKIN ET AL., Appl. Phys. Lett. 106, 183501 (2015).
- [Bas15] M. BASTANI NEJAD ET AL., J. Vac. Sci. Technol. A 33 041401 (2015).
- [Bau09] S. BAUNACK ET AL., Phys. Rev. Lett. 102, 151803 (2009).
- [Bel06] T. BELL, PIKO-Brief NR. 6, Forschendes Lernen (2006).
- [BMT59] V. BARGMAN, L. MICHEL UND V. L. TELEGDI, Phys. Rev. Lett. 2, 455 (1959).
- [Bre94] M. BREIDENBACH ET AL., Nucl. Instr. Meth. A 350, 1 (1994).
- [Bro48] A. C. BROWNELL, The Chromoscope, A new colour Television viewing Tube, Electronic Engineering, Band 20, 190 (1948).
- [Bro70] L. DE BROGLIE, Naturwiss. 1, 5 (1970).
- [Bur07] O. BURDA, Phys. Rev. Lett. 99, 092503 (2007).

-
- [Bur10] O. BURDA, Phys. Rev. C82, 015808 (2010).
- [Bur16] C. BURANDT, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [CC74] J. R. CHELIKOWSKY UND M. L. COHEN, Phys. Rev. Lett. 32, 674 (1974).
- [CC76] J. R. CHELIKOWSKY UND M. L. COHEN, Phys. Rev. B 14, 556 (1976).
- [Cha14] N. CHANLEK ET AL., J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 055110 (2014).
- [Che10] M. CHERNYKH ET AL., Phys. Rev. Lett. 105, 022501 (2010).
- [Cit10] D. CITRIN ET AL., Oncologist. 15: 360 (2010).
- [DAT01] Datenblatt Heinzinger Hochspannungsnetzteil PNC 60000-1 (2015).
- [DAT02] Datenblatt Thorlabs Laserdiode L785P090 (2011).
- [DAT03] Datenblatt Insaneware Laserdiode PHR-805T (2015).
- [DAT04] Datenblatt Highland Technology Pulsgenerator T240 (2015).
- [DAT05] Datenblatt Alnair Labs Pulsgenerator Prototyp EPG-200 (2015).
- [DAT06] Datenblatt Bonn Elektronik Verstärker BLMA 3000-50 (1992).
- [DAT07] Datenblatt Photline Verstärker DR-AN-20-HO (2015).
- [DAT08] Datenblatt Amplifier Research Verstärker 10W1000B (2015).
- [DAT09] Datenblatt New Focus High Speed Photodetector Model 1004 (2015).
- [DAT10] Datenblatt NKT Photonics Glasfaser PM-1550-01 (2015).
- [DAT11] Datenblatt Tektronix Oszilloskop CSA803 Modul SD 32 (1993).
- [DR06] J. DIELS UND W. RUDOLF, Ultrashort Laser Pulse Phenomena, 2. Auflage, Academic Press (2006).
- [End13] J. ENDERS, AIP Conf. Proc. 1563, 223 (2013).
- [Esp11] M. ESPIG, Master Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2011).
- [Esp12] M. ESPIG ET AL., Proc. IPAC 2012, 2642 (2012).
- [Esp13] M. ESPIG ET AL., Proc. PSTP 2013, 059 (2013).
- [Esp14] M. ESPIG ET AL., Proc. IPAC 2014, 633 (2014).
- [Esp16] M. ESPIG ET AL., Nucl. Instr. Meth. A, in Vorbereitung (2016).
- [EST05] ESTAR, NIST Standard Reference Database 124 (2005).
- [FL77] G. FISHMAN UND G. LAMPEL, Phys. Rev. B 16, 820 (1977).

-
- [Fre16] M. FREUDENBERGER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [Fri11] Y. FRITZSCHE, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2011).
- [Fuh12] T. FÜHRER, Dissertation D17, Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt (2012).
- [GD92] T. J. GAY UND F. B. DUNNING, Rev. Sci. Instrum. 63, 1635 (1992).
- [GJK90] A. GELLRICH, K. JOST UND J. KESSLER, Rev. Sci. Instrum. 61, 3399 (1990).
- [GK91] A. GELLRICH UND J. KESSLER, Phys. Rev. A 43, 204 (1991).
- [GKS02] S. GIERE, M. KURRAT UND U. SCHÜMANN, 20th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 119 (2002).
- [GS22] W. GERLACH UND O. STERN, Naturwiss. 9, 349 (1922).
- [HA14] J. P. HUCKA UND T. C. ALLRED, Miniforschung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2014).
- [Har04] T. HARTMANN ET AL., Phys. Rev. Lett. 93, 192501 (2004).
- [Hei15] D. HEICHELT, Miniforschung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Hei16] D. HEICHELT, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2016).
- [Hes08] C. HESSLER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2008).
- [Hie06] M. HIEBEL, Grundlagen der vektoriellen Netzwerkanalyse, 3. Auflage, Rohde & Schwarz Publication (2006).
- [Hil04] K. M. HILLIGSØE ET AL., Optical Express 12, 6, 1045-1054 (2004).
- [Hur07] W. C. HURLBUT ET AL., Opt. Lett. 32, 668 (2007).
- [Jon00] M. K. JONES ET AL., Phys. Rev. Lett. 84, 1398 (2000).
- [Jon15] D. JONES, Miniforschung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Jou08] K. JOUSTEN, Handbook of Vacuum Technology, Wiley-VCH Verlag (2008).
- [Kai13] A. KAISER, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2013).
- [Kai15a] A. KAISER, Master Proposal, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).

-
- [Kai15b] A. KAISER, Master Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Kes85] J. KESSLER, Polarized Electrons, 2nd edition, Springer Verlag (1985).
- [KM14] L. KREIS UND M. MAIER, Miniforschung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2014).
- [KMG02] K.-J. KIM, S. V. MILTON UND E. GLUSKIN, Free Electron Lasers 2002, Proceedings of the 24th International Free Electron Laser Conference and the 9th FEL Users Workshop, 19 (2002).
- [Koh16] A. KÖHLER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [Krk14] P. KRKOTIĆ, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2014).
- [KS08] F. K. KNEUBÜHL UND M. W. SIGRIST, Laser, Vieweg+Teubner Verlag (2008).
- [KS70] D. J. KUIZENGA UND A. E. SIEGMAN, IEEE J. Quantum Electron. 6, 694 (1970).
- [Kur13] T. KÜRZEDER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2013).
- [Kur16] N. KURICHIYANIL, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [Leo94] W. R. LEO, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag (1994).
- [Lin07] K. LINDENBERG, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2007).
- [Lin13] J. LINDEMANN, Master Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2013).
- [Lut95] C. LÜTTGE ET AL., Nucl. Instr. and Meth. A 366, 325 (1995).
- [Maa05] F. E. MAAS ET AL., Phys. Rev. Lett. 94, 152001 (2005).
- [Mad71] J. MADEY, J. Appl. Phys. 42, 1906 (1971).
- [Mar04] T. MARUYAMA ET AL., Appl. Phys. Lett. 85, 2640 (2004).
- [Mar91] F. E. MAAS ET AL., Phys. Rev. Lett. 66, 2376 (1991).
- [Mes05] D. MESCHKE, Gerthsen Physik, 23. Auflage, Springer Verlag (2005).
- [Mey15] S. MEY ET AL., Proc. IPAC 2015 (2015).
- [Mic15] M. MICHAEL, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).

-
- [Moh00] P. MOHR ET AL., Phys. Lett. B 488, 127 (2000).
- [MOK64] J. W. MOTZ, H. OLSEN UND H. W. KOCH, Rev. Mod. Phys. 36, 881 (1964).
- [Mot29] N. F. MOTT, Proc. R. Soc. A 124, 425 (1929).
- [Mul15] W. F. O. MÜLLER, TEMF, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, persönliche Mitteilung (2015).
- [Neu99] P. VON NEUMANN-COSEL ET AL., Phys. Rev. Lett. 82, 1105 (1999).
- [Nis05] T. NISHITANI ET AL., J. Appl. Phys. 97, 094907 (2005).
- [OK10] O. G. OKHOTNIKOV UND M. KUZNETSOV, Wiley-VCH Verlag (2010).
- [Omo91] T. OMORI ET AL., Phys. Rev. Lett. 67, 3294 (1991).
- [Ost99] M. OSTRICK ET AL., Phys. Rev. Lett. 83, 276 (1999).
- [Pau15] P. PAULI, Miniforschung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Pie15] N. PIETRALLA ET AL., Graduiertenkolleg „Accelerator Science and Technology for Energy Recovery Linacs“ (2015).
- [Pie54] D. T. PIERCE, Theory and design of electron beams D. Van Nostrand company inc. (1954).
- [Pie75] D. T. PIERCE ET AL., Physics Letters A 51, 465 (1975).
- [Pie76] D. T. PIERCE ET AL., Phys. Rev. B 13, 5484 (1976).
- [Pie80] D. T. PIERCE ET AL., Rev. Sci. Instrum. 51, 478 (1980).
- [Poe95] M. POELKER., Appl. Phys. Lett. 67, 2762 (1995).
- [Poe15] M. POELKER., Vortragsfolien PSTP 2015 (2015).
- [Pol11] Y. POLTORATSKA ET AL., J. Phys. Conf. Series 298, 012002 (2011).
- [Qua11] A. H. QUARTERMAN ET AL., SPIE Conference Series 7919, 791910 (2011).
- [Ric96] A. RICHTER, Proc. of the 5th EPAC, IOP Publishing, Bristol, 110 (1996).
- [Roc11] X. ROCA-MAZA ET AL., Phys. Rev. Lett. 106, 252501 (2011).
- [Ros15a] H. A. RÖSCH, Miniforschung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Ros15b] H. A. RÖSCH, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Rye02] N. RYEZAYEVA ET AL., Phys. Rev. Lett. 89, 272502 (2002).
- [Rye08] N. RYEZAYEVA ET AL., Phys. Rev. Lett. 100, 172501 (2008).

-
- [Sae15] SAES GETTERS, persönl. Mitteilung (2015).
- [Sak00] T. SAKA ET AL., Surface Science 454-456, 1042 (2000).
- [SBR12] W. A. SCHROEDER, J. A. BERGER UND B. L. RICKMAN, Vortragsfolien UCLA Workshop (2012).
- [Sch00] H. SCHULTZ, Elektronenstrahlschweißen, Fachbuchreihe Schweißtechnik, Band 93. DVS-Verlag, Düsseldorf (2000).
- [Sch11] F. SCHNEIDER, Master Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2011).
- [Sch15] C. SCHWEBLER, Bachelor Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2015).
- [Sch16] T. SCHÖSSER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2016).
- [Sei03] M. SEIDL, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2003).
- [She56] N. SHERMAN, Phys. Rev. 103, 1601 (1956).
- [Shv96] V. I. SHVEDUNOV, Proc. EPAC, Sitges, IOP Publishing, Bristol, 2281 (1996).
- [Sie86] A. E. SIEGMAN, Lasers, Oxford University Press (1986).
- [Sin98] C. K. SINCLAIR ET AL., Proc. 1997 Part. Accel. Conf., 2864 (1998).
- [SL65] J. J. SCHEER UND J. VAN LAAR, Solid State Commun. 3, 189 (1965).
- [Son11] K. SONNABEND ET AL., Nucl. Instr. and Meth. A 640, 6 (2011).
- [Ste08] G. B. STEINER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2008).
- [Str00] S. STRAUCH ET AL., Phys. Rev. Lett. 85, 2913 (2000).
- [Tho14] C. THOMAS ET AL., J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 215203 (2014).
- [Tho27] L. H. THOMAS, Phil. Mag. 3, 1 (1927).
- [Tio08] V. TIOUKINE, Vortragsfolien PESP 2008 (2008).
- [TIO71] T. TABATA, R. ITO UND S. OKABE, Nucl. Instr. Meth. 94, 509 (1971).
- [Ueb70] J. J. UEBBING, J. Appl. Phys. 41, 802 (1970).
- [UG25] G. E. UHLENBECK UND S. GOUDSMIT, Naturwiss. 13, 953-954 (1925).
- [URL01] www.rp-photonics.com/spiking.html, (28.05.2015).
- [URL02] demonstrations.wolfram.com/TransientResponseOfASemiconductorLaser, (05.06.2014).

-
- [URL03] refractiveindex.info/?shelf=main&book=GaAs&page=Aspnes, (02.06.2015).
- [URL04] www.rp-photonics.com/mode_locking.html, (15.06.2015).
- [URL05] <http://www.farnell.com/datasheets/1872000.pdf>, (04.11.2015).
- [URL06] www.elektronik-kompodium.de/sites/grd/0205141.htm, (02.07.2015).
- [URL07] <http://www.aps.anl.gov/epics>, (12.08.2015).
- [URL08] www.ni.com/labview/d, (24.01.2016).
- [URL09] http://www-csr.bessy.de/control/SoftDist/CA_Lab, (24.01.2016).
- [Usc09] I. USCHMANN ET AL., Appl. Phys. A 96, 91 (2009).
- [Wad90] T. WADA ET AL., Jpn. Journ. Appl. Physics 29, 2087 (1990).
- [Wag13] M. WAGNER, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (2013).
- [Wal78] T. WALCHER, Nucl. Instr. and Meth. 153, 17 (1978).
- [WB66] R. K. WILLARDSON UND A. C. BEER, Semiconductors and Semimetals, Academic press, New York, 17 (1966).
- [Web11] A. WEBER, Master Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2011).
- [Wil96] K. WILLE, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, B. G. Teubner Verlag (1996).
- [Yam93] M. YAMADA ET AL., Appl. Surf. Sci. 70/71, 531 (1993).
- [Yev10] O. YEVETSKA ET AL., Phys. Rev. C 81, 044309 (2010).
- [ZB95] O. ZINKE UND H. BRUNSWIG, Hochfrequenztechnik Band 1, Springer Verlag (1995).
- [Zol93] M. ZOLOTOREV ET AL., Proc. Stanford Linear Accelerator Workshop, 435 (1993).
- [Zwi11] B. ZWICKER, Master Thesis, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, unveröff. (2011).



Danksagung

Zum Abschluss möchte ich einigen Leuten für ihre Unterstützung danken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Besonderen Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Joachim Enders für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für das sehr interessante Thema meiner Arbeit, welches mir weite Einblicke in die Laserphysik und in die Beschleunigerphysik ermöglicht hat.

Ein großer Dank geht an meine Mentoren Prof. Franz Fujara, Prof. Hartmut Benner und Prof. Bernd Stühn, die alle am Institut für Festkörperphysik tätig waren/sind und mir meinen Weg in die Optik und Kernphysik hoffentlich verzeihen.

Danke auch der Arbeitsgruppe um Herrn Professor Elsässer für die Leihgabe ihres Sampling Oszilloskops sowie den Mitarbeitern der mechanischen und elektrotechnischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik für die Qualität ihrer Arbeit.

Ein sehr großer Dank geht an meine geschätzten Kollegen Yuliya Fritzsche, Markus Wagner, Neeraj Kurichiyanil, Martin Freudenberger, Andreas Köhler, meinen Bachelor- und Masterstudenten sowie meinen Studienfreunden mit denen ich eine tolle Zeit verbringen durfte.

Ein ganz spezieller Dank geht an meine geliebte baldige Frau Aurelia, die so mir so viele Magic Moments schenkt.



Lebenslauf

Martin Espig

Geboren am 20. April 1987 in Greiz, Deutschland

- | | |
|-----------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 08/1997–07/2005 | Staatliches Gymnasium Greiz, Deutschland, Leistungskurse Physik und Mathematik, Abschluss Abitur |
| 07/2005–03/2006 | Zivildienst im Diakonieverein Carolinenfeld e.V. Greiz, Deutschland |
| 04/2006–03/2009 | Physikstudium mit Nebenfach Materialwissenschaften, Vertiefung: Optik und Kernphysik, Abschluss Bachelor of Science, Technische Universität Darmstadt, Institut für Angewandte Physik, Deutschland, Bachelor-Thesis: <i>Aufbau eines Alice-Moduls für die Quantenkryptographie</i> |
| 04/2009–04/2011 | Physikstudium mit Nebenfach Volkswirtschaftslehre, Vertiefung: Moderne Optik, Abschluss Master of Science, Technische Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, Deutschland, Master-Thesis: <i>Charakterisierung von 3 GHz modulierten Laserdioden für den Einsatz am S-DALINAC</i> |
| seit 07/2011 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Technischen Universität Darmstadt am Institut für Kernphysik, Deutschland |



Erklärung zur

Hiermit versichere ich, die vorliegende ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 26.01.2016

(Martin Espig)